AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Viertes Heft | Vierter Jahrgang | Juli 1939

Wasserreinigung durch Ultraschall

Von H. Beuthe, E. Furbach, Ch. Sörensen

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Berlin-Charlottenburg

(Mit 1 Textabbildung)

1. Das Ziel der folgenden Untersuchungen

Das Interesse, das die moderne Dampftechnik der Reinigung von Kesselspeisewasser entgegenbringt, führte zu Untersuchungen, ob und wieweit es möglich ist, durch Ultraschall die in technischen Wässern enthaltenen Härtebildner auszufällen. Dies sind hauptsächlich die Karbonate und Sulfate von Kalzium und Magnesium. Nachdem verschiedentlich festgestellt war, daß Leitungswasser im Ultraschallfeld getrübt wird, was nur eine Folge von Salzausfällungen sein kann, war zu ermitteln,

1. um welche Ausfällungen es sich hier handelt, und
2. auf welche der Ultraschallwirkungen die Trübung des Wassers zurückzuführen ist, nämlich
   a) auf die Wärmewirkung,
   b) auf die Auslösung chemischer Reaktionen,
   c) auf die koagulierende Wirkung des Ultraschalls oder auf mehrere dieser Wirkungen gleichzeitig.

2. Versuchsanordnung

Zur Erzeugung des Ultraschalls diente ein Sender mit 1,5 kW Röhrenleistung in Dreipunktschaltung. Die elektrische Energie wurde einem Quarz zugeführt, der in einem Gefäß mit Transformatorenöl aufgestellt war. Das Öl übertrug die vom Quarz ausgestrahlte Schallenergie an ein über ihm angeordnetes Gefäß mit dem zu untersuchenden Wasser. Die Versuche wurden mit einer Frequenz von 380 kHz durchgeführt. Vorangegangene Versuche hatten bei kleineren Schallfrequenzen bis zu etwa 25 kHz keine meßbaren chemischen Umsetzungen ergeben. Die Verwendung von Magnetostriktions- oder rein mechanischen Schallsendern kommt also für die vorliegende Aufgabe nicht in Betracht.

3. Versuche mit Leitungswasser

Es war zunächst zu prüfen, ob die im Ultraschallfeld beobachtete Trübung von Leitungswasser auf ein Auslösen von Substanzen aus der Wand des benutzten Gefäßes zurückzuführen ist. Das wurde dadurch festgestellt, daß statt des Leitungswassers destilliertes Wasser dem Schallfeld ausgesetzt wurde. Da hierbei keinerlei Trübung auftrat, konnte angenommen werden, daß das verwendete Gefäß ohne Einfluß auf den Trübungseffekt bei Leitungswasser war. Die Versuche im Ultraschallfeld wurden nun in der Weise durchgeführt, daß das Wasser nach der Behandlung mit den hochfrequenten mechanischen Schwingungen chemisch auf die verschiedenen Härtegrade untersucht wurde. Diese chemischen Arbeiten wurden von der Firma Rheinmetall-Borsig durchgeführt. Tabelle 1 zeigt die Daten der Versuche und die Ergebnisse.

Das nicht behandelte Leitungswasser Probe 1 hat eine Gesamthärte von 11,8 Deutschen Härtegraden (D. H.). Unter Deutschem Härtegrad 1 versteht man 10 mg Kalziumoxyd in einem Liter Wasser. Setzt man das Wasser dem Schallfeld aus, so zeigt es eine starke Gasblasenbildung und Erwärmung. Die gemessene

Tabelle 1

Nr.	Wasser cm³	Behandlung	Endtemperatur °C	Gesamthärte in D. H.	Karbonathärte in D. H.	Nichtkarbonathärte in D. H.
1	500	Unbehandelt	20	11,8	10,1	1,7
2	500	120 Min. beschallt	69,7	5,6	4,2	1,4
3	500	120 Min. erwärmt	70,3	8,4	6,7	1,7

Gesamthärte ist 5,6, wobei die Nichtkarbonathärte nur eine geringe Änderung erfährt; es hat also hauptsächlich die Karbonathärte abgenommen. Um festzustellen, ob etwa schon die Erwärmung bei diesem Vorgang wirksam war, wurde Probe 3 in der gleichen Zeit von 120 Min. auf 70° C erwärmt, aber nicht beschallt. Die Titration ergab auch hier schon eine Abnahme der Karbonathärte. Daß im Schallfeld mehr Karbonat ausgefällt wird als der gemessenen Temperatur entspricht, kann seinen Grund in der ungenauen Temperaturbestimmung im Schallfeld haben. Es ist nämlich dabei nur möglich, einen Mittelwert, nicht aber die in den Überdruckschichten auftretenden hohen Temperaturen zu messen.

Es ist daher die Frage zu klären, welche der eingangs genannten Ultraschallwirkungen hier von Einfluß ist. Dazu waren zwei Versuchsreihen nötig, von denen die eine (Tabelle 2) mit Erwärmung, die zweite (Tabelle 3) ohne Erwärmung durchgeführt wurde. Im ersten Falle wurde gleichzeitig der Einfluß der Behandlungszeit untersucht.

Mit zunehmender Bestrahlungsdauer ergibt sich eine stetige Abnahme der Karbonathärte, während sich die Nichtkarbonathärte nur wenig gegenüber der unbeschallten Probe Nr. 1 verändert. Im Niederschlag wurden bei Nr. 2 bis Nr. 5 CaO mit Spuren von MgO ermittelt. Es folgen nun die Versuche, bei denen keine wesentliche Erwärmung des Wassers stattfand (Tabelle 3).

Die beim Beschallen entstehende Wärme wurde durch eine Kühlanlage abgeführt. Es ergibt sich im Gegensatz zu den Versuchen in Tabelle 2 praktisch keine Abnahme der Karbonat- und Nichtkarbonathärte. Bei den am längsten behandelten Proben wird auch hier wieder ein Niederschlag mit nur sehr geringen Anteilen von Sulfat ermittelt.

Das Ergebnis der drei Versuchsreihen (Tabellen 1 bis 3) mit Leitungswasser läßt sich folgendermaßen zusammenfassen: Nach der

Tabelle 2

Nr.	Beschallungszeit Min.	Temperatur °C Anfang	Temperatur °C Ende	Gesamthärte in D. H.	Karbonathärte in D. H.	Nichtkarbonathärte in D. H.	Gesamtniederschlag mg	davon CaO mg	davon MgO mg
1	0	19,5	19,5	11,76	9,80	1,96	0	0	0
2	5	95,0	82,0	10,30	8,40	1,90	15	14	Spuren
3	15	95,0	73,0	8,68	6,70	1,98	31	29	„
4	30	95,0	70,5	8,10	5,90	2,20	31	30	„
5	60	95,0	68,5	7,00	5,10	1,90	43	40	„

Tabelle 3

Nr.	Behandlungszeit Min.	Temperatur °C Anfang	Temperatur °C Ende	Gesamthärte in D. H.	Karbonathärte in D. H.	Nichtkarbonathärte in D. H.	Niederschlag	davon Sulfat mg
1	—	19	19	12,05	9,80	2,25	—	—
2	120	19	24	11,5	9,25	2,25	11	1,4
3	60	20	25	11,5	9,50	2,00	—	—
4	30	19	24	11,75	9,50	2,25	—	

Versuchen Tabelle 1 findet eine Abnahme der Karbonathärte sowohl durch die Behandlung mit Ultraschall als auch durch Erwärmung statt. Wegen der ungenauen Temperaturmessung beim Beschallen kann man noch nicht sagen, ob die Wärme allein oder noch andere der genannten Ultraschallwirkungen dabei von Einfluß waren. Hier bringen die Versuche Tabellen 2 und 3 eine Klärung. Bei 2 führt das Beschallen mit Erwärmung wieder zur Härteabnahme und zwar um so stärker, je länger die Behandlungszeit dauert. Bei 3 jedoch ergibt ein Beschallen mit gleichzeitiger Kühlung keine nennenswerte Änderung der Härte. Damit ist klargestellt, daß es sich bei der Abnahme der Karbonathärte beim Beschallen von Leitungswasser um einen rein thermischen Effekt handelt. Die Nichtkarbonathärte zeigte bisher nur sehr geringe Veränderungen. Es waren daher noch weitere Untersuchungen notwendig.

4. Versuche mit Gipslösung

Um festzustellen, ob überhaupt aus einer Lösung bei der Behandlung mit Ultraschall Sulfate zur Ausfällung gebracht werden können, wurde eine zu 75% gesättigte Gips-Wasserlösung hergestellt, die dann in der gleichen Weise wie das Leitungswasser dem Ultraschallfeld ausgesetzt wurde. Da die ersten Versuche ergaben, daß es sich nur immer um sehr geringe Mengen von Sulfatniederschlägen beim Beschallen handelt, sollten diese physikalisch durch Trübungsmessungen erfaßt werden. Zu diesem Zwecke wurde eine entsprechende Meßeinrichtung entwickelt. Es wurde dabei das parallelgerichtete Licht einer mit konstanter Spannung betriebenen Flächenglühlampe durch ein Glasrohr von 30 cm Länge geleitet, das an beiden Seiten mit je einer planparallelen Glasplatte abgeschlossen war. In dieses Rohr konnte die Lösung mittels Stutzen ein- und ausgefüllt werden, so daß es fest in den Strahlengang eingebaut werden konnte. Die jeweilige Absorption wurde durch eine lichtempfindliche Zelle mit angeschlossenem Galvanometer bestimmt. Das Einfüllen der Lösungen in das Meßrohr mußte besonders vorsichtig erfolgen, damit nicht entstehende Gasbläschen eine ungewollte Lichtabsorption zur Folge hatten. Die Messungen wurden mehrfach wiederholt, um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse festzustellen. Die Einrichtung gestattet Lichtabsorptionsbestimmungen mit einer Meßungenauigkeit von unter 1%[1]).

Um auch hier den Einfluß der beim Beschallen der Lösung entstehenden Wärme festzustellen, wurde eine Probe nur erwärmt und nicht dem Ultraschallfeld ausgesetzt. Auch wurde nochmals die Frage geprüft, ob die Flüssigkeit schon durch Auslösungen aus der Gefäßwand während des Beschallens getrübt wird. Das geschah durch Behandeln von destilliertem Wasser mit Ultraschall sowie durch die Verwendung eines Quarzgefäßes. Dann wurde auch der Einfluß der Behandlungszeit und der Flüssigkeitsmenge ermittelt. Tabelle 4 zeigt die Ergebnisse.

Tabelle 4

Nr.	Probe	Behandlung	Zeit Min.	Temperatur °C Anfang	Temperatur °C Ende	Lichtdurchlässigkeit %
1	Gipslösung, 300 cm³	erwärmt ohne Beschallen	300	17	70	100,
2	150 cm³	stark beschallt im Glasgefäß	150	17	61	98,7
3	300 cm³	beschallt im Glasgefäß	300	17	68	93,3
4	300 cm³	beschallt im Glasgefäß	120	17	51	92,6
5	dest. Wasser, 150 cm³	beschallt im Glasgefäß	240	17	70	100
6	Gipslösung, 175 cm³	beschallt im Quarzgefäß	150	17	62	94,5

Es geht daraus hervor, daß die unbeschallte, nur erwärmte Gipslösung Nr. 1 und das beschallte destillierte Wasser Nr. 5 die größte Lichtdurchlässigkeit haben. Diese Werte wur-

[1]) Die Messungen wurden von Herrn Dr. KORTE im Laboratorium für Photometrie der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt.

den gleich 100% Durchlässigkeit gesetzt. Sie entsprechen der Durchlässigkeit von unbehandeltem destilliertem Wasser. Damit ist klargestellt, daß die Trübung nicht durch das Gefäß hervorgerufen wird, und die Verwendung von Bechern aus Jenaer Glas für diese Versuche unbedenklich ist. Auch ist nach Versuch 1 die Wärmewirkung ohne Einfluß. Bei Probe 6, die im Quarzgefäß behandelt wurde, ergibt sich eine Trübung, die etwa Nr. 3 entspricht. Es ist also auch hierdurch erwiesen, daß die Trübung unabhängig von dem Gefäßmaterial auftritt. Probe 2 wurde, da nur wenig Lösung im Gefäß war, besonders stark, und Probe 3 wurde besonders lange behandelt. In beiden Fällen wurde eine Abnahme der Lichtdurchlässigkeit gegenüber Probe 1 beobachtet. Die stärkste Trübung wurde aber in dieser Versuchsreihe an Probe 4 gemessen. Hier wurde eine größere Lösungsmenge kürzere Zeit beschallt. Es hat hiernach den Anschein, als ob die Energiezufuhr in den Proben 2 und 3 zu groß war; denn in Probe 2 erhielt eine geringere Flüssigkeitsmenge die gesamte Schallenergie, im Falle 3 war die Dauer des Beschallens länger. Auf die Frage der günstigsten Energiezufuhr wird weiter unten noch näher eingegangen.

Aus früheren Versuchen mit Ultraschallwellen geht hervor, daß nie mehr chemische Substanz umgesetzt wird, als der in Wasser primär gelösten Sauerstoffmenge entspricht[2]). Es wurde daher, um eine Vergrößerung des Effektes zu erzielen, das Wasser nicht mit Luft, sondern mit Sauerstoff einerseits und Kohlensäure andererseits bei Zimmertemperatur gesättigt. Ferner wurde die entstehende Wärme durch eine Kühlschlange abgeführt. Es wird damit vermieden, daß die Entgasung der Lösung durch die sonst stattfindende Erwärmung beschleunigt wird. Da die chemischen Wirkungen der Ultraschallwellen gerade im Zusammenhang mit der Entgasung beobachtet wurden, ist mit der Kühlung ein verstärkter Effekt zu erwarten. Es erübrigen sich dann auch die Parallelversuche, bei denen die Lösung nur erwärmt wurde.

Tabelle 5

Nr.	Probe	Behandlung	Zeit Min.	Temp. °C	Licht-Durchlässigkeit %
1	destilliertes Wasser	unbehandelt	—	20	100
2	Gipslösung, 200 cm³	mit Luft gesättigt, unbehandelt	—	20	99,6
3	„ „ „	mit Luft gesättigt, beschallt	120	22	88,5
4	„ „ „	mit O_2 gesättigt, unbeschallt	—	20	101,4
5	„ „ „	mit O_2 gesättigt, beschallt	120	22	75,0
6	„ „ „	mit CO_2 gesättigt, unbeschallt	—	20	102,4
7	„ „ „	mit CO_2 gesättigt, beschallt	120	22	95,1

Die Tabelle 5 gibt die Zusammenstellung der Versuche und ihrer Ergebnisse. Lösung Nr. 2 zeigt noch innerhalb der Meßgenauigkeit den gleichen Wert wie das destillierte Wasser. Wird diese Probe aber 120 Min. beschallt, so trübt sich die Lösung und läßt nur noch 88,5% des Lichtes gegenüber Probe 1 durch. Bis hierher war der Gang wie bei der Versuchsreihe Tabelle 4. Es folgen nun die Versuche, bei denen die Gipslösung vor dem Beschallen mit einem Gas gesättigt wurde. Zunächst wurde bei Probe 4 das Wasser mit Sauerstoff gesättigt. Die Lichtdurchlässigkeit wurde darauf zu 101,4% bestimmt. Daß dieser Wert etwas höher lag als bei Probe 1 kann möglicherweise damit erklärt werden, daß die Lösung durch die vermehrte Oxydation der üblichen Verunreinigungen klarer wurde. Nach dem Beschallen stieg die Absorption stark an. Bei Nr. 6 zeigte sich in gleicher Weise wie bei 4 nach dem Einleiten des Gases, das hier Kohlensäure war, eine Zunahme der Lichtdurchlässigkeit. Nach dem Beschallen (Nr. 7) nahm sie wieder ab, jedoch blieb die Trübung hinter der mit Sauerstoff (Nr. 5)

[2]) H. BEUTHE, Z. physik. Chem. Abt. A, Bd. 163, H. 3/4.

oder auch mit Luft (Nr. 3) gesättigten Wassers zurück.

Aus den Versuchen Tabellen 4 und 5 ergibt sich, daß eine zu 75% gesättigte Gipslösung im Ultraschallfeld getrübt wird. Damit ist auch die Annahme gerechtfertigt, daß der im Leitungswasser enthaltene Gips teilweise durch das Ultraschallfeld zum Ausfällen gebracht wird. Wie festgestellt wurde, ist dieser Effekt im Gegensatz zu der Abnahme der Karbonathärte (Versuche Tabellen 1 bis 3) nicht auf die erwärmende Wirkung des Ultraschalles zurückzuführen. Weil die Stärke der Trübung abhängig ist von der in der Flüssigkeit gelösten Sauerstoffmenge, ist vielmehr bewiesen, daß es sich um chemische Umsetzungen handelt. Welche chemische Umsetzungen aber durch das Ultraschallfeld in einer Gipslösung ausgelöst werden, läßt sich nur schwer übersehen. Die äußerst geringen Niederschlagsmengen konnten nicht auf ihre Zusammensetzung geprüft werden.

5. Energiebedarf

Im Zusammenhang mit den Versuchen in Tabelle 4 wurde bereits festgestellt, daß die Menge der zugeführten Schallenergie von Einfluß auf die Größe der entstehenden Trübung ist. Diese Frage wurde nun noch näher untersucht. Es wurde zunächst die chemische Ultraschallwirkung als Funktion der Schallenergie ermittelt. Zu diesem Zweck wurden 50 cm³ destillierten Wassers jeweils 15 Minuten mit verschiedener Energie beschallt. Die entstehende Menge Wasserstoffsuperoxyd wurde durch n/100 Kaliumpermanganatlösung bestimmt. Die Schallenergie im Wasser wurde dabei kalorimetrisch ermittelt. Abb. 1 zeigt das Versuchsergebnis, das bei einer Frequenz von 380 kHz gewonnen wurde. Die chemische Umsetzung wächst demnach zunächst mit der zugeführten Schallenergie an. Zwischen etwa 0,09 und 0,1 Watt/g wird die Höchstmenge des entstehenden Wasserstoffsuperoxyds erreicht. Der Abfall erfolgt dann symmetrisch zum Anstieg.

Bei den Versuchen wurde beobachtet, daß die Hohlraumbildung mit wachsender Energie im Wasser zunimmt. Über einen bestimmten Wert der Schalleistung hinaus jedoch sieht man nur wenig Blasenbildung, die schließlich bei einer weiteren Steigerung der Energie ganz aufhört. Es wurde nun die Wattzahl pro Gramm bestimmt:

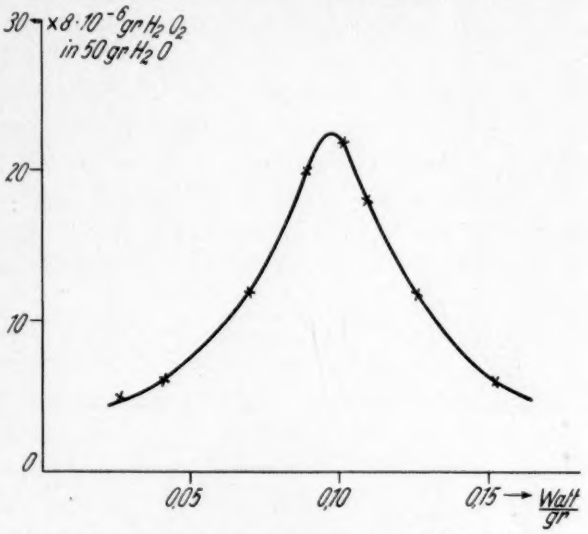

Abb. 1. Chemische Umsetzung in Abhängigkeit von der Schalleistung

1. bei der eine kräftige Blasenbildung einsetzt,
2. bei der die Blasenbildung wieder aufhört.

Im ersten Falle ergaben sich 0,09 Watt/g, im zweiten 0,17 Watt/g.

Durch den Vergleich mit der Kurve Abb. 1 erkennt man, daß es sich bei 0,09 Watt/g um das Maximum der chemischen Umsetzung handelt, während bei 0,17 Watt/g nur noch sehr wenig Wasserstoffsuperoxyd gebildet wird.

Es ergibt sich daraus ein weiterer Beweis für die geäußerte Vermutung, daß ein Zusammenhang zwischen der Blasenbildung und der chemischen Umsetzung besteht. Man wird also, um eine möglichst große chemische Wirkung zu erzielen, die Energie so einstellen, daß eine möglichst starke Hohlraumbildung auftritt. Eine weitere Steigerung der Schallenergie bringt bei abnehmender Blasenbildung eine Verringerung des chemischen Ultraschalleffektes.

Um festzustellen, ob bei sehr starker Energiezufuhr, bei der die Blasenbildung nicht mehr

zu beobachten ist, die Entgasung abnimmt, wurden weitere Versuche gemacht: Es wurden je 100 cm³ luftgesättigten Wassers 5 Min. lang mit verschiedener Energie, einmal bei starker sichtbarer Blasenbildung und dann beim Verschwinden der Blasenbildung entsprechend den genannten Versuchen 1 und 2 beschallt und die dabei entstehende Gasmenge aufgefangen. Im ersten Falle ergaben sich 0,8 cm³, im zweiten Fall nur 0,2 cm³ Gas. Damit ist bewiesen, daß die Entgasung bei starker Schallenergie nachläßt und die genannte Beziehung zwischen Hohlraumbildung und chemischer Umsetzung zu Recht besteht.

6. Ergebnisse

Die Aufgabe bestand in der Feststellung, ob sich technische Wässer durch Ultraschall reinigen lassen. Dabei interessierte besonders die Ausscheidung von Sulfat. Falls sich eine solche Möglichkeit ergab, sollte ermittelt werden, welcher der Ultraschalleffekte hier wirksam war.

Nach den Versuchen mit Leitungswasser ist eine Verringerung der Karbonathärte unter dem Einfluß eines Schallfeldes möglich. Die Nichtkarbonathärte ändert sich unter der Einwirkung von Ultraschall nur sehr wenig. Um festzustellen, ob überhaupt ein Sulfat durch Ultraschall ausgefällt werden kann, wurde eine zu 75% gesättigte Gipslösung hergestellt. Durch Trübungsmessungen wurde ermittelt, daß nach dem Beschallen eine Verminderung der Lichtdurchlässigkeit eintritt, die sich bei Sättigung der Lösung mit Sauerstoff vor der Beschallung verstärkt.

Im ersten Falle, beim Leitungswasser, ist die Abnahme der Karbonathärte nach den Parallelversuchen mit Erwärmung auf die Wärmewirkung des Ultraschalls zurückzuführen. Bei den Ausscheidungen aus der Gipslösung handelt es sich dagegen um einen chemischen Vorgang, der durch Ultraschall ausgelöst wird. Das zeigt die Abhängigkeit der Trübungsstärke von der in der Gipslösung enthaltenen Sauerstoffmenge. Eine koagulierende Wirkung des Ultraschalls wurde bei diesen Versuchen nicht beobachtet.

In Bezug auf die Energiezufuhr beim Beschallen wird ein Optimum ermittelt, das bei etwa 0,09 Watt pro Gramm Lösung liegt. Eine Steigerung über diesen Wert führt wieder zu einer Abnahme der chemischen Wirkung.

(Eingegangen am 25. Januar 1939.)

Präzisionsmessungen der Ultraschallgeschwindigkeit in verschiedenen Flüssigkeiten und ihre Bedeutung für die Frage der Schalldispersion, sowie für die Methodik der Ultraschallgeschwindigkeitsmessungen *)

Von E. Schreuer

Mitteilung aus dem physikalischen Institut der Universität Köln

(Mit 10 Textabbildungen)

Einleitung

Die in neuerer Zeit erfolgte Erschließung des ultraakustischen Frequenzgebietes für die Schallerzeugung ist für die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit und Schallabsorption in Medien aller Art von entscheidender Bedeutung gewesen. Der Übergang zu hohen Frequenzen erleichtert nämlich die Herstellung wohldefinierter Schallfelder und damit eine genaue Messung ihrer Bestimmungsgrößen. Die Genauigkeit der für das Ultraschallgebiet typischen Meßmethoden hat die Entdeckung eines Effektes ermöglicht, der für die Kenntnis der Struktur von Gasen von großer Wichtigkeit ist. Eine Reihe von Untersuchungen der letzten Jahre haben nämlich gezeigt, daß in Gasen vielfach die Schallgeschwindigkeit von der Frequenz abhängt. Diese Schalldispersion ist stets von einer zusätzlichen Schallabsorption begleitet, für welche die klassische Theorie, die für die Schallabsorption lediglich Reibung und Wärmeleitung in Rechnung setzt, keine Deutung geben kann. Die Erscheinung hat ihre Ursache darin, daß in der Energiebilanz des Wellenvorganges der Austausch zwischen der Energie der translatorischen Wärmebewegung und derjenigen der inneren Schwingungen des Molekülverbandes eine Rolle spielt. Schalldispersion und zusätzliche Absorption treten nur auf, wenn Molekülschwingungen anregbar sind und werden z. B. in einem 1-atomigen Gas nicht beobachtet[1]).

Es ist nun bei den Messungen der Schallabsorption in Flüssigkeiten immer wieder festgestellt worden, daß die Absorptionswerte vielfach — bis zu 2000fach — größer sind, als man nach der klassischen Theorie berechnet, und zudem nicht durchweg die zu erwartende quadratische Abhängigkeit von der Frequenz zeigen.

Die Ursachen, die zu diesen außerordentlich hohen Absorptionswerten führen können, sind vielfach diskutiert worden. Zum Beispiel wurde die Vermutung ausgesprochen, daß Flüssigkeiten für eine Schallwelle sich wie trübe Medien verhalten[2]). Insbesondere führt die Annahme kleiner Flüssigkeitsgebiete mit anderer als der makroskopisch vorliegenden Kompressibilität auf eine Diffusion und damit scheinbare Absorption der Ultraschallwelle. Solche Inhomogenitätsbereiche können etwa von den thermischen Dichteschwankungen, oder von dem Streben der Flüssigkeitsmoleküle nach kristalliner Ordnung herrühren. Indessen hängt die auf Grund solcher Annahmen berechnete Schallstreuung, ebenso wie die Lichtstreuung in trüben Medien, von der vierten Potenz der Frequenz ab. Mit diesem Ergebnis stimmen die vorliegenden Absorptionsmessungen keineswegs überein.

Es ist nun auch auf die Möglichkeit einer molekularen Absorption hingewiesen worden, welche, wie im Analogiefall bei Gasen, von einer Schalldispersion begleitet sein müßte. Diese Annahme wird auch durch Untersuchungen der letzten Zeit wahrschein-

*) D 38. Über die Ergebnisse der Arbeit wurde auf der Gautagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 14. Januar 1939 in Aachen berichtet.

[1]) Literatur über die Dispersion der Schallgeschwindigkeit siehe bei E. Hiedemann, Erg. exakt. Naturwiss. 14 (1935).

[2]) R. Lucas, C. R. Acad. Sci., Paris 201, S. 1172.

lich gemacht. Z. B. läßt sich in einigen Fällen die Feinstruktur des RAYLEIGHschen Streulichtes zwanglos deuten, wenn man annimmt, daß in dem Frequenzgebiet des Ultraschalls molekulare Absorption auftritt[3]). Neuerdings ist es auch gelungen, aus der Feinstruktur des Streulichtes direkt auf die Geschwindigkeit der „Hyperschallwellen" zu schließen. Der Vergleich mit der Ultraschallgeschwindigkeit ergab in einigen Fällen anscheinend eine Dispersion[4]). CLAEYS, ERRERA und SACK[5]) fanden in Analogie zu dem Vorgang in Gasen bei zwei Flüssigkeiten, bei Äthyl- und Methylazetat, ein ausgesprochenes Maximum im Verlauf der Absorption mit der Frequenz. Schließlich hat R. BÄR[6]) die Ultraschallabsorption für Quecksilber gemessen, einer einatomigen Flüssigkeit, für welche eine molekulare Absorption nicht denkbar ist, und fand den Wert in guter Übereinstimmung mit der klassischen Theorie.

Eine Übertragung der für Gase gültigen Vorstellung auch auf Flüssigkeiten erschien daher durchaus aussichtsreich. (In der Tat konnte in jüngster Zeit H. O. KNESER[7]) zeigen, daß diese Verallgemeinerung nicht nur möglich ist, sondern auch zu Resultaten führt, die mit den bis dato vorliegenden experimentellen Ergebnissen in befriedigender Weise zu vereinbaren sind.) Die eindeutige Feststellung eines Gebietes der molekularen Absorption würde wichtige Rückschlüsse auf die Struktur der Flüssigkeiten, ihre thermodynamischen und molekularen Eigenschaften erlauben.

Da eine molekulare Absorption stets von einer Dispersion begleitet ist, und da die optische Methode der Ultraschallgeschwindigkeitsmessung in einem bestimmten Frequenzbereich gegenwärtig die genaueste ist, erschien es naheliegend, das Problem auch von der Seite der Geschwindigkeitsdispersion her anzufassen. Frühere orientierende Messungen hatten für einige Flüssigkeiten einen Anstieg der Schallgeschwindigkeit ergeben; Aufgabe war es daher, diese Messungen nachzuprüfen und die Auswahl der Flüssigkeiten möglichst ungleicher molekularer Konstitution zu erweitern. Zugleich bot sich hier, wo ein möglichst großer Frequenzbereich zu überstreichen war, Gelegenheit, die Grenzen der Anwendbarkeit der optischen Methode festzustellen. Die systematische Untersuchung aller möglichen Einflüsse führte zur Auffindung einiger Fehlerquellen, deren Kenntnis für die Methodik der Ultraschallgeschwindigkeitsmessung überhaupt von Wichtigkeit ist.

Methode und Apparatur

Vor der Erläuterung der Apparatur und der Meßergebnisse sei der Vollständigkeit halber noch kurz das Prinzip der optischen Methode (von E. HIEDEMANN[8]) u. Mitarb.) dargestellt.

Der Vorgang ist dadurch gekennzeichnet, daß die Schallwelle selbst als abbildendes System dient. In der von der Schallwelle herrührenden periodischen Schichtung der Dichte und damit des Brechungsindexes erfahren einfallende parallele Lichtstrahlen eine stetige Krümmung derart, daß sie zu Orten größerer Dichte hin abgelenkt werden. In den Knotenebenen der Schallwelle erfolgen daher Lichtkonzentrationen, die etwa den Spaltbildern entsprechen, welche nebeneinanderliegende Zylinderlinsen in ihrer Brennlinie erzeugen würden. Bei fortschreitenden Schallwellen können diese reellen Spaltbilder in einem Mikroskop beobachtet werden, wenn man durch Stroboskopie mit Schallfrequenz die Bewegung zum Stillstand bringt.

Bei stehenden Schallwellen, die bei der Messung ausschließlich zur Anwendung kamen, ist der Abbildungsmechanismus komplizierter. Hier entstehen und vergehen während einer Schallperiode zwei abbildende Dichteverteilungen, die zeitlich um eine halbe Periode, räumlich um eine halbe Wellenlänge gegeneinander verschoben sind. Die Zylinderlinsen unseres Modells müßten demnach während einer Halbperiode ihre Brennweite von Unendlich auf einen minimalen Betrag und wieder auf Unendlich bringen, dann um eine halbe Wellenlänge zur Seite rücken und dieses Spiel wiederholen. Das Auge summiert über die Lichteindrücke während dieser Zeit und sieht eine mit $\frac{\lambda}{2}$ periodische, räumliche Verteilung der Lichtintensitäten. Dieses Intensitätsgitter besitzt in der Mikroskopachse einen Bereich bester Sichtbarkeit, der, wie aus der Theorie der mikroskopischen Abbildung hervorgeht, in Lichtrichtung periodisch wiederkehrt. Die Periode der Sichtbarkeit ist dabei eine bestimmte Funktion von

[3]) L. MANDELSTAM und M. LEONTOWITSCH, C. R. Acad. Sci., USSR. **3** (1936), S. (12), 111.

[4]) B. V. RAGHAVENDRA RAO, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **7** (1938), S. 163.

[5]) J. CLAEYS, J. ERRERA und H. SACK, C. R. Acad. Sci., Paris **202** (1936), S. 1493.

[6]) R. BÄR, Helv. phys. Acta **10** (1937), S. 333.

[7]) H. O. KNESER, Ann. d. Phys. **32** (1938), S. 277.

[8]) Siehe E. HIEDEMANN, Erg. exakt. Naturwiss. 14 (1935).

Schall- und Lichtwellenlänge[9]). Bei den Messungen wurde das Mikroskop durchweg auf den ersten dieser Bereiche eingestellt; nur bei der höchsten Frequenz (12 MHz) erwies sich das Intensitätsgitter des zweiten Bereiches am kontrastreichsten.

Die Erzeugung der Schallwelle geschieht hier, wie überall so, daß von einem Hochfrequenzgenerator ein Piezoquarz in seiner Eigenfrequenz oder in einer seiner ungeraden Harmonischen zu Dickenschwingungen angeregt wird und seine Erregung dem umgebenden Medium mitteilt. Die Schallgeschwindigkeit ergibt sich dann aus der Sendefrequenz und der Schallwellenlänge. Dabei wird meist angenommen, daß das Schallfeld ideal ausgebildet ist, so daß die Schallgeschwindigkeit mit der Genauigkeit bekannt sei, mit der die Messungen der Frequenz und der Wellenlänge ausgeführt werden können. Es wird sich jedoch erweisen, daß auch in der Struktur des Schallfeldes noch Fehlerquellen liegen.

Die hier gekennzeichnete optische Methode, mit der bisher nur Relativ- und Absolutmessungen an jeweils einem Punkt der Frequenzskala ausgeführt wurden[10]), sollte nun in einem großen Frequenzbereich zur Anwendung kommen. Diese Aufgabe erfordert zunächst die größtmögliche Konstanz und Reproduzierbarkeit aller Bezugsgrößen. Im folgenden soll daher kurz über die Angleichung der Apparatur an diese geforderten Eigenschaften berichtet werden.

Die elektrische Einrichtung

Als Generator wurde ein Oszillator in elektronengekoppelter Schaltung mit anschließender Verstärkerstufe gewählt. Dies Gerät kann als dreistufig angesehen werden, da beim elektronengekoppelten Oszillator Frequenzerzeugung, Frequenzvervielfachung und Verstärkung in einem Rohr vorgenommen werden. Dabei wird im einzelnen so verfahren, daß zwischen Schirmgitter, Gitter und Kathode in einer Dreipunktschaltung die Grundschwingung $\left(\text{gleich } \frac{1}{n} \text{ der verlangten Endfrequenz}\right)$ erzeugt wird, wobei man durch kräftige Rückkopplung für Schwingungen zweiter Art Sorge trägt. Der Anodenkreis wird auf die n-te Harmonische der Grundschwingung abgestimmt und verstärkt nur diese. (Praktisch angewandt wurden Vervielfachungen mit $n = 2$ bis $n = 4$.)

Die Heizspannung für den Oszillator wurde einem Akkumulator großer Kapazität, Schirmgitter- und Anodenspannungen einem stabilisierten Netzanschlußgerät entnommen, so daß hier größtmögliche Konstanz erreicht wurde. Zur Herstellung der Temperaturkonstanz wurde der Oszillator in einen mit Asbest ausgekleideten doppelwandigen Zinkkasten eingebaut, in dem ein Ventilator für ständige Durchwirbelung des Luftvolumens sorgt. Vor Beginn einer jeden Messung wurde die Temperatur mit Hilfe einer elektrischen Widerstandsheizung auf das Betriebsgleichgewicht gebracht, das etwa 20° über Zimmertemperatur lag. Dabei erwies es sich als unnötig, die Temperaturkonstanz durch Kontaktthermometer und Schaltrelais zu erzwingen. Die große Wärmeträgheit des Systems und die für die Dauer einer Messung leicht erreichbare Konstanz der Zimmertemperatur erwiesen sich hierfür als völlig ausreichend. Zudem wurde die Frequenz laufend überwacht und allfällige Änderungen in Rechnung gestellt. Der Frequenzbereich des Oszillators wurde so bemessen, daß ein kontinuierlicher Bereich von etwa 1—5 MHz im Schirmgitterkreis, von 2—14 MHz im Anodenkreis überstrichen werden konnte.

Die am Anodenkreis des Oszillators abgenommene Endfrequenz wird in einer weiteren Stufe (neutralisierter H. F.-Verstärker von 75 Watt) verstärkt und durch eine lose induktive Koppelung dem Quarzkreis zugeführt. Leistung und Verstärkung der Stufe konnten durch Änderung der Anodenspannung variiert werden.

Da die Einrichtung zur Frequenzmessung an anderer Stelle eingehend beschrieben ist[11]), so sei nur ihre Wirkungsweise und Leistung angedeutet. Die Frequenzmessung geschieht hier nach dem Überlagerungsprinzip, d. h. die zu messende Welle wird mit der Welle eines geeichten Meßsenders überlagert und ihre Schwebung in einem Audion hörbar gemacht. Da die Einstellung auf die Schwebung 0 wegen der Hörgrenze nach unten eine Unsicherheit von rund $\pm$ 50 Hz ergibt, wird der Schwebungston mit dem Ton einer Röhrenstimmgabel überlagert und die Messung auf die leicht zu hörende Doppelschwebung 0 bezogen. Die Meßeinrichtung erreicht die hohe Genauigkeit von etwa $5 \cdot 10^{-6}$, die für die vorliegende Untersuchung den Wert einer absoluten Genauigkeit hat.

Diese Genauigkeit läßt sich natürlich nur durch eine entsprechende Einschränkung des Frequenzbandes erreichen. So beträgt die Bandbreite hier nur etwa 1% um die Grundwelle (0,6 MHz) und alle ihre Harmonischen. Daher war die Auswahl der benutzbaren Schallfrequenzen auf ganze Vielfache dieser Grundfrequenz beschränkt. Die Kontrolle des Schallfrequenzsenders mit dem Meßgerät

[9]) E. Hiedemann und E. Schreuer, Z. Physik 107 (1937), S. 463.

[10]) Ch. Bachem, Z. Physik 101 (1936), S. 541 und N. Seifen, a. a. O.

[11]) N. Seifen, Z. Physik 108 (1938), S. 681.

ergab, daß über eine Zeitdauer von mehreren Stunden die relative Frequenzänderung in den meisten Fällen 10^{-4} nicht überschritt. Änderungen aber wurden in allen Fällen laufend berücksichtigt.

Die optische und mechanische Einrichtung

Die optische Anordnung ist die für die Untersuchung des Schallfeldes übliche. Das Licht einer 35 Watt Scheinwerferlampe mit kurzer dichter Wendel ist mittels Kondensor auf einen Spalt konzentriert, der im Brennpunkt eines Objektivs mit kurzer Brennweite steht. Von diesem Objektiv ausgehend, durchsetzt paralleles Licht, Küvette und Schallfeld. Die Einrichtung ist auf einer kurzen, zur Richtung der Schallwelle senkrechten optischen Schiene montiert. Hinter der Küvette wird dann im Mikroskop das Intensitätsgitter, das von der Schallwelle erzeugt wird, als scharfes Streifensystem sichtbar.

Die Messung wird so vorgenommen, daß die auf einem Komparatorschlitten stehende Meßküvette bei konstanter Lage von Mikroskop und Lichtquelle meßbar verschoben wird, wobei eine bestimmte Anzahl von Streifen durch das Fadenkreuz wandert.

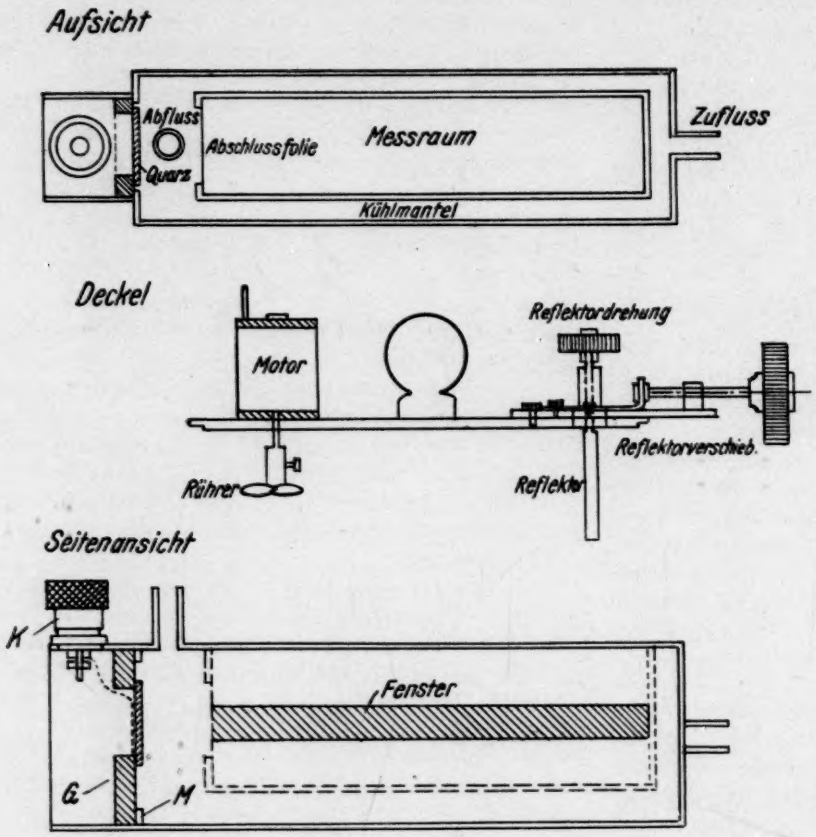

Abb. 1. Meßküvette

Dieses von HIEDEMANN und BACHEM[12]) angegebene Verfahren hat den Vorteil, daß stets unter gleichen optischen Bedingungen beobachtet wird. Eine mangelhafte Parallelität des Lichtes oder ein Winkel zwischen optischer und Mikroskopachse kann dann das Ergebnis nicht beeinflussen.

Die Konstruktion der Meßküvette ist bei Präzisionsmessungen der Ultraschallgeschwindigkeit nach allen Methoden von außerordentlicher Bedeutung; hier liegt auch die Erklärung für eine Reihe irreführender Ergebnisse von Untersuchungen, bei denen diesem Punkt nicht die notwendige Aufmerksamkeit geschenkt worden ist. Diese Bedeutung rechtfertigt es, auf die Konstruktion näher einzugehen.

Verwendet wurde die von HIEDEMANN und BACHEM entwickelte und von BACHEM[13]) näher beschriebene Küvette, deren Konstruktion aus der Abb. 1 hervorgeht. Ihre Eigenschaften und die im Interesse der vorliegenden Untersuchung an ihr getroffenen Maßnahmen sollen im folgenden erörtert werden.

Da die elektrischen Verluste im Quarz und in der umgebenden Flüssigkeit sowie die starke mechanische Beanspruchung des Quarzes erhebliche Wärmemengen freimachen (der Temperaturgradient in nächster Nähe des Quarzes kann bis zu 100°/cm betragen[13]), ist der Ort der Schallerzeugung aus dem eigentlichen Meßraum herausverlegt. Der Meßraum selbst, der etwa 100 ccm der zu untersuchenden Flüssigkeit faßt, ist allseitig von Wasser umströmt, das aus einem Thermostaten in ständigem Kreislauf erneuert wird, und ist gegen dieses mit einem Schallfenster abgeschlossen. Die Schallübertragung geschieht durch das strömende Kühlwasser. Der Abschluß des Meßraumes muß völlig eben sein, damit an dieser Grenzfläche zwischen Medien mit verschiedener Schallgeschwindigkeit keine störenden Deformationen auftreten können. Es wurde daher eine dünne Glimmerfolie gewählt, die bei der nötigen

[12]) CH. BACHEM und E. HIEDEMANN, Z. Physik 89 (1934), S. 502.

[13]) CH. BACHEM, a. a. O.

Schalldurchlässigkeit genügend Steifigkeit besitzt, um sich bei der kleinen Druckdifferenz zwischen dem ruhenden und dem strömenden Medium nicht aufzuwölben.

Längs des Schallstrahles wird durch Schallabsorption Wärme frei. Die Flüssigkeit muß daher ständig durcheinandergewirbelt werden, damit sich im Meßraum kein Temperaturgradient ausbilden kann. Diesem Zweck dient ein kleiner Rührmotor, der zusammen mit der Reflektoreinrichtung auf dem Deckel montiert ist. Der Deckel erfüllt zugleich die Aufgabe, während der Messungen, die bis zu zwei Stunden in Anspruch nehmen, eine Verunreinigung und Verdunstung der reinen und zum Teil leicht flüchtigen Substanzen zu verhindern. Durch eine Bohrung im Deckel kann ein Thermometer in den Schallschatten hinter dem Reflektor eingeführt werden. Eine Temperaturmessung im Schallfeld selbst ist nicht angängig, da der Thermometerkörper das Schallfeld stört und überdies selbst Schall absorbiert. In dieser Anordnung wird jedoch mit guter Genauigkeit die mittlere Temperatur des Meßraumes erhalten. Die Temperaturbilanz sieht etwa folgendermaßen aus.

Die Flüssigkeiten werden durchweg bei 25° C gemessen. (Die Ablesung geschieht dabei auf $^1/_{100}{}^0$ genau.) Die Temperatur des Thermostaten liegt durchweg um 1—2 Zehntel Grad höher, da auf der relativ langen Schlauchzuführung und am Küvettenmantel Wärme an den kälteren Außenraum abgegeben wird. Der Temperaturkoeffizient der Schallgeschwindigkeit ist für Flüssigkeiten durchweg in der Größenordnung von einigen $10^{-3} \cdot V_0$/Grad. Daher wird bei den Messungen eine Temperaturkonstanz von $\pm$ 0,01° erforderlich. Die selbsttätige elektrische Regulierung garantiert hier eine hohe Temperaturkonstanz des Thermostateninhaltes (25 Liter), die, wie eine Kontrolle mit einem BECKMANNthermometer ergab, bei 0,002° lag. Die Temperaturkonstanz des Meßraumes ist daher im allgemeinen besser als 0,01°; zuweilen jedoch ergeben sich Änderungen der Temperatur, die größer als 0,01° sind. Dies hängt mit einer merkwürdigen Instabilität der Energieumsetzung im Schallfeld zusammen, die sich für eine stehende Schallwelle aus der Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit ergibt. Die Erklärung dieses Vorganges setzt die Kenntnis von Einzelheiten voraus, die weiter unten bei den Ergebnissen diskutiert werden sollen. Hier sei nur noch bemerkt, daß die bei mittleren Schallenergien durch Absorption laufend frei werdenden Wärmemengen ausreichten, die Gleichgewichtstemperatur im Meßraum um etwa 2—3 Hundertstel Grad gegenüber dem unbeschallten Zustand heraufzusetzen. Solche, sinngemäß auch bei Veränderungen der angewandten Schallintensität auftretenden Temperaturänderungen wurden durch eine veränderte Einstellung des Kontaktthermometers kompensiert.

Besondere Sorgfalt mußte auch bei der Dichtung der Küvette angewandt werden. Das verwendete Kittmaterial durfte von den zu untersuchenden Flüssigkeiten weder chemisch angegriffen noch gelöst werden. Zum Einsetzen der optischen Fenster wurde Bleiglyzerid verwandt (ein Brei aus Bleiglätte und Glyzerin), das nach dem Erstarren sehr große Härte und porzellanähnliche Konsistenz erlangt und von den untersuchten Flüssigkeiten weder gelöst noch angegriffen wird. Zum Aufkitten des Schallfensters mußte dagegen ein Kitt verwendet werden, der bei einer allfälligen Zerstörung der dünnen Folie leicht wieder entfernt werden konnte. Hier erwies es sich nach mancherlei Versuchen als am zweckmäßigsten, die Dichtung nach den untersuchten Flüssigkeiten zu wählen. Bei Wasser, Toluol und Xylol wurde dann Zaponlack verwendet (eine Lösung von Zelluloid in Amylazetat); bei Methyl- und Amylazetat, sowie bei Tetralin wurde die Glimmerfolie mit Wasserglas aufgesetzt. Die Fugen auf der Rückseite wurden mit Paraffin gegen den ständigen Angriff des strömenden Wassers gedichtet, das sonst — wohl im Verein mit der mechanischen Beanspruchung durch die Schallwelle — die Kittstellen auflockert und aufweicht.

Es wurde praktisch für jede Frequenz ein besonderer Quarz verwendet. Diese wurden bis etwa 4 MHz in Grundschwingung erregt; darüber hinaus wurden Quarze in dritter oder fünfter Oberschwingung verwendet, da Quarze für höhere Eigenfrequenzen naturgemäß sehr dünn und zerbrechlich werden.

Bei der Notwendigkeit, die Quarze auszuwechseln, muß die Gewähr dafür gegeben sein, daß der Schallstrahl immer die gleiche Orientierung zur Küvette besitzt. Wie aus der Abb. 1 ersichtlich, ist der Quarz auf einen durchbohrten Glasrahmen G aufgesetzt. Die lichte Weite der Bohrung ist etwas geringer als der Durchmesser der runden Quarzscheibe. Der Quarz liegt mit etwa 1 mm Rand auf und wird mit etwas Zaponlack luftdicht angedrückt. Der schmale Metallrahmen M, der als Widerlager für den Glasrahmen G dient, erwies sich als nicht völlig eben, so daß die Lagerung des Rahmens unsicher war. Daher wurden in das Widerlager, im Dreieck angeordnet, Schrauben eingelassen, auf deren Köpfen der Rahmen G in immer gleicher Orientierung ruht. Die Fugen wurden mit Paraffin luft- und wasserdicht vergossen.

Als äußere Elektrode dient eine ebengeschliffene Messingplatte, die einen etwas kleineren Durchmesser besitzt als die Bohrung im Glasrahmen. Sie wird mit Zaponlack auf dem Quarz befestigt. Eine schlaffe Hochfrequenzlitze stellt die Verbindung mit der Klemme K her. Eine besondere innere Elektrode erwies sich als unnötig. Als Elektrode dient hier der geerdete Küvettenkörper und damit das an dem Quarz vorbeiströmende Kühlwasser, das dank seiner

hohen Dielektrizitätskonstanten genügende kapazitive Hochfrequenzleitfähigkeit besitzt.

Die Ausmessung des Ultraschallwellengitters ist nun völlig analog der Ausmessung etwa eines ebenen Glasgitters; Absolutmessungen der Gitterkonstanten können ebenso wie bei diesem vorgenommen werden, indem man die Winkelorientierung zur Spindelachse des Komparators so lange ändert, bis man bei Drehung um eine senkrechte Achse ein Maximum, bei Drehung um eine waagerechte Achse ein Minimum der Strichabstände findet. Bei Relativmessungen mehrerer Gitter benötigt man jedoch lediglich Konstanz der Winkelorientierung zur Spindelachse. In unserem Fall wurde das durch eine Vorrichtung erreicht, welche die Meßküvette in immer gleicher Orientierung auf dem Komparatorschlitten festzusetzen gestattete.

Um schließlich Spindelfehler des Komparators möglichst auszuschalten, wurde immer im gleichen Spindelabschnitt gemessen und stets etwa die gleiche Meßlänge verwendet, so daß bei niederen Schallfrequenzen etwa 50, bei hohen etwa 500 Streifenabstände (gleich halben Wellenlängen) zur Messung kamen. Die Breite der zu messenden Streifen beträgt im Durchschnitt etwa 10—15 μ. Ihre Mitten lassen sich bei einiger Übung mit nicht größerer Unsicherheit als $\pm$ 1 μ im Fadenkreuz einstellen. Die Meßlänge beträgt in allen Fällen 2—3 cm. So läßt sich bei einer größeren Zahl von Einzelmessungen eine Relativgenauigkeit der Längenmessung (und nur dieser) von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ erreichen, die es dann ermöglicht, mit Sicherheit die Existenz und Größe von „Fehlern" in der Struktur des Schallfeldes aufzudecken.

Die Meßergebnisse und ihre Diskussion

Die nähere Veranlassung zu der vorliegenden Untersuchung ist eine Arbeit von P. Biquard[14]) gewesen, der zwei Methoden der Absorptionsmessungen für das Ultraschallgebiet entwickelte, und als einer der ersten solche Messungen mit befriedigender Genauigkeit durchführen konnte. Die inzwischen vielfach bestätigten Ergebnisse seiner Untersuchungen — die nichtklassische, sehr hohe Absorption sowie die in einigen Fällen festgestellte Frequenzabhängigkeit der auf das Quadrat der Frequenz bezogenen Absorptionswerte — veranlaßten Biquard zu einer umfassenden Diskussion der Gründe, die dies Verhalten möglicherweise erklären könnten. Er wies unter anderem auf die Möglichkeit hin, daß bei der beträchtlichen, im Ultraschallgebiet mit der Welle transportierten Energie, die Teilchenamplituden nicht mehr als unendlich klein angesehen werden könnten. Die Gleichungen für die Fortpflanzung und die Absorption von elastischen Wellen werden ja gewonnen unter der Annahme einer sehr kleinen Störung im Medium. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so deformiert sich auch bei sinusförmiger Anregung die Wellenform während des Vorrückens, bis ein stabiler Zustand in Form einer „Sägezahn"welle mit sehr steiler Stirn erreicht wird[14a]). Wellen eines derart deformierten Typs weisen vermehrte Absorption und vermehrte Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf, wie auch von den Knallwellen hoher Intensität her bekannt ist.

Es war daher zu prüfen, ob bei den gewöhnlich angewandten Ultraschallintensitäten sich eine Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Intensität nachweisen ließ.

Biquard erhielt im Frequenzintervall von 4—11 MHz für Methylazetat in $\frac{\alpha}{N^2}$ (α = Absorptionskoeffizient, N = Schallfrequenz) eine Abnahme von etwa 50%. In demselben Frequenzbereich zeigte $\frac{\alpha}{N^2}$ für Xylol ein flaches Maximum. Dies Verhalten konnte möglicherweise durch eine molekulare Absorption verursacht sein und sollte durch Prüfen auf das Vorliegen einer Dispersion der Schallgeschwindigkeit untersucht werden. Zu Vergleichszwecken wurde Wasser und Toluol untersucht. Nach Beginn dieser Messungen berichtete S. Parthasaraty[15]) über die Auffindung einer Dispersion im Frequenzbereich von ca. 4—14 MHz für Benzol, Tetrachlorkohlenstoff, Amylazetat und Tetralin. Diese Messungen waren nach der Beugungsmethode ausgeführt worden, die besonders bei niederen Frequenzen eine große Genauigkeit nicht zuläßt und hatten insbesondere für Tetralin eine große Zunahme, für Amylazetat aber eine Abnahme der Schallgeschwindigkeit ergeben, ein Verhalten, das nach der Theorie der molekularen Absorption nicht erwartet werden kann. Die beiden letztgenann-

[14]) P. Biquard, Thèses de Doctorat, Paris 1935.

[14a]) P. Biquard, a. a. O., S. 79.

[15]) S. Parthasarathy, Current Sci. 6 (1937), S. 55.

ten Flüssigkeiten wurden daher in den Bereich der Untersuchung mit einbezogen.

Die Messungen sollten so vorgenommen werden, daß für jede Flüssigkeit die Schallgeschwindigkeit im Bereich von etwa 2—15 MHz in Abständen von 1,2 MHz bestimmt wurde; falls es sich als notwendig erwies, konnten im Abstand von 0,6 MHz noch Zwischenpunkte ermittelt werden. Die Flüssigkeiten wurden bis auf Wasser von Schering & Kahlbaum unter der Gütebezeichnung „reinst" bezogen und derart verwendet, daß für jeden Frequenzpunkt eine neue Füllung der Küvette aus dem Vorrat entnommen wurde. Für die Messungen an Wasser wurde doppeldestilliertes Wasser verwendet, das jeweils vorher durch kurzes Aufkochen luft- und kohlensäurefrei gemacht wurde.

Die ersten Messungen erstreckten sich nun auf eine Untersuchung des Einflusses, den die Schallintensität auf die Schallgeschwindigkeit besitzen kann. Zunächst seien daher kurz die Energieverhältnisse im Schallfeld betrachtet.

Die mit dem Schallstrahl transportierte akustische Energie ist gegeben durch den Ausdruck $\frac{p^2}{2\varrho_0 V_0}$, worin ϱ_0 die Dichte und V_0 die Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit bedeuten. p ist die Amplitude des Schallwechseldruckes, die der Schwingungsamplitude der abstrahlenden Quarzfläche direkt proportional ist. Die piezoelektrische Deformation eines Quarzes ist nun im statischen Fall der angelegten Spannung direkt proportional. Bei der Anregung in der Eigenfrequenz oder einer ungeradzahligen Harmonischen (Resonanzfall) ist die Schwingungsamplitude gegenüber der statischen Deformation bei gleicher effektiver Spannung proportional überhöht. Der Proportionalitätsfaktor, die Resonanzüberhöhung, ist an sich nur von der Eigendämpfung des Quarzes abhängig. Wenn der Quarz nicht frei in Luft schwingt, sondern wie in unserem Fall einseitig an Flüssigkeit grenzt, ist die Resonanzüberhöhung jedoch überwiegend von der starken Strahlungsdämpfung, d. h. der Energieabgabe an das angrenzende Medium abhängig. Für diesen Fall berechnet P. Langevin[16]) die Schwingungsamplitude der abstrahlenden Quarzfläche zu: $\frac{2m}{(2n+1)\pi} y$. Darin ist y die statische Deformation für die gleiche effektive Spannung; m bedeutet das für die Abstrahlung maßgebende Schallwiderstandsverhältnis $\frac{\varrho_1 v_1}{\varrho_0 v_0}$ von Quarz und Flüssigkeit; $(2n+1)$ endlich ist die jeweils angeregte ungerade Oberschwingung.

Die vom Quarz abgestrahlte akustische Energie, die Schallintensität, ist somit dem Quadrat der angelegten Effektivspannung und damit auch dem Quadrat des Resonanzstromes im Quarzkreis proportional. Natürlich lassen sich die abgegebenen Schallenergien für verschiedene Quarze nicht an den angelegten Spannungen vergleichen. Die erzielbaren Schwingungsamplituden sind von dem Quarzmaterial und der Schnittorientierung abhängig und können bei gleicher effektiver Wechselspannung um Größenordnungen verschieden sein. Für ein und denselben Quarz ist die Beziehung jedoch innerhalb seiner Elastizitätsgrenzen streng erfüllt.

Die Änderungen der Schallintensität wurden daher durch Änderung des Hochfrequenzstromes im Quarzkreis und in der Weise vorgenommen, daß entweder die Koppelung des Quarzkreises mit der Schwingspule des Verstärkers variiert, oder aber die Anodenspannung des Verstärkers geändert wurde. Die so regulierbare Stromstärke des Quarzkreises wird an einem empfindlichen Thermokreuz-Meßinstrument abgelesen.

Nun genügt in unserem Fall, wo zur Messung durchweg stehende Wellen verwandt wurden, die Kenntnis des Quarzstromes nicht, um die relative Intensität der Schallwelle zu beurteilen. (Die an sich mögliche Anwendung fortschreitender Schallwellen verbietet sich hier wegen der großen Streifenbreiten, die man bei der endlichen Aufhellungszeit eines Hochfrequenzstroboskopes erhält.) Die Amplitude und auch die Energiedichte der stehenden Welle ist bekanntlich eine Funktion des Abstandes Schallquelle—Reflektor derart, daß bei Veränderung dieses Abstandes die Energiedichte mit $\lambda/2$ periodisch zwischen 0 und einem Maximum schwankt, welches von der Entdämpfung des Quarzes im Resonanzfall abhängt.

Dieser Mechanismus ist allerdings nur für ein ideales Schallfeld richtig; ist — wie in unserem Fall — die Absorption nicht zu vernachlässigen, und werden die in beiden Richtungen verlaufenden primären Wellen durch

[16]) Zitiert nach P. Biquard, a. a. O.

Teilreflexion an dem Schallfenster geschwächt, so ist die Energiespanne zwischen Resonanz und Nichtresonanz naturgemäß kleiner, und die Energiedichte erreicht jene Extreme nicht.

Die Vergleichsmessungen bei verschiedener Schallenergie werden daher zweckmäßig so vorgenommen, daß immer die gleiche Phasenrelation eingestellt und die Schallintensität dann am Hochfrequenzstrom gemessen wird. Natürlich wird bei der Sichtbarmachungsmethode auf Resonanz eingestellt. Die Erreichung dieses Zustandes kann dabei aus der Intensität und Schärfe des beobachteten Streifengitters leicht erkannt werden.

Die ersten Messungen dieser Art wurden an Wasser vorgenommen und ergaben in der Tat eine Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Schallintensität. Von der Größe dieses Anstieges, welcher die Genauigkeit der Relativmessung bei weitem übersteigt, gibt die Abb. 2 ein Beispiel. Die relativen Schallintensitäten sind dabei in willkürlichem Maßstab aufgetragen. Die absoluten Intensitäten sind nicht bekannt, können jedoch aus der Zahl der auftretenden Beugungsordnungen beurteilt werden. So betrug in dem dargestellten Fall (Wasser; 7,2 MHz) die der höchsten Schallintensität entsprechende Zahl der Beugungsordnungen etwa ± 4. Dies entspricht durchaus der Größenordnung der Intensitäten, die auch bei den übrigen Ultraschallmethoden aufgewandt werden. Übrigens zeigte auch eine Veränderung der Resonanzbedingung in der Reflektorstellung den zu erwartenden Einfluß, was jedoch wegen der Schwierigkeit, definierte Reflektorverschiebungen vorzunehmen, nicht weiter untersucht wurde.

Eine unter den gleichen Bedingungen vorgenommene Messung an Toluol hatte nun das Resultat, daß eine absolut genommen, noch stärkere Abhängigkeit von der Intensität festgestellt wurde, die jedoch umgekehrtes Vorzeichen hatte, s. Abb. 3. Dies Verhalten zeigten auch andere organische Flüssigkeiten, so daß die Vermutung nahegelegt war, daß dies keine echte Intensitätsabhängigkeit, sondern ein Temperatureffekt sei. Bekanntlich besitzt — eine seiner anomalen Eigenschaften — Wasser als einzige Flüssigkeit einen negativen Temperaturkoeffizienten seiner Kompressibilität und damit einen positiven seiner Schallgeschwindigkeit. Dieser Temperatureffekt war um so überraschender, als die bei den Intensitätsänderungen fälligen Temperaturänderungen sogleich mit Hilfe des Thermostaten kompensiert wurden; auch waren aus anderen Arbeiten solche Hinweise nicht bekannt, obwohl dort häufig Genauigkeiten von 10^{-4} und besser angegeben sind und die ersichtlich geringere Sorgfalt in der Konstant-

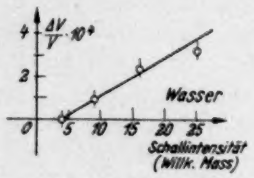

Abb. 2. Scheinbare Intensitätsabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Wasser

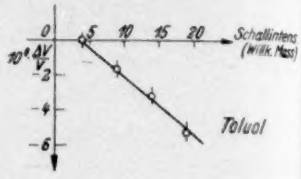

Abb. 3. Scheinbare Intensitätsabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in einer organischen Flüssigkeit

haltung der Temperatur die Auffindung des Effektes hätte begünstigen müssen.

Die Vermutung, daß hier ein Temperatureffekt vorliegt, wird zur Gewißheit, wenn nachgewiesen werden kann, daß eine stärkere oder schwächere als die für gewöhnlich vorgenommene Durchwirblung der Meßflüssigkeit den Effekt verringert bzw. vergrößert. Da trotz der Durchwirblung bei mittlerer Rührgeschwindigkeit der Temperatureffekt noch die aus Abb. 2 und 3 ersichtliche Größe besitzt, muß der Einfluß der Rührgeschwindigkeit zwar merklich, absolut aber klein sein. Die Wirksamkeit der Rührgeschwindigkeit muß zudem asymptotisch verlaufen, da ihr nach großen Drehzahlen hin wegen der Ausbildung eines Wirbeltrichters in der Flüssigkeit eine Grenze gesetzt ist. Der Versuch wurde vorgenommen und ergab, wie Abb. 4 zeigt, das zu erwartende Resultat. Hier ist bei konstanter Schallintensität die Abhängigkeit von der Umdrehungszahl des Rührmotors aufgetragen.

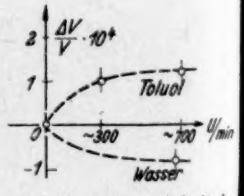

Abb. 4. Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Drehzahl des Rührwerkes

Das Zustandekommen des Temperatureffektes ist leicht zu deuten. Es wurde schon oben

erwähnt, daß die laufend durch Absorption frei werdende Wärmemenge hinreicht, die Temperatur des Meßraumes trotz der Umströmung durch das Kühlwasser um mehrere hundertstel Grad heraufzusetzen. Da diese Wärmemenge aber in der relativ kleinen, von der stehenden Welle eingenommenen Flüssigkeitssäule frei wird, so muß deren Temperatur notwendig höher sein, als die des übrigen Meßraumes. Die Temperaturverteilung ist natürlich kompliziert und schwer abzuschätzen. Man wird jedoch wenigstens die Größenordnung richtig treffen, wenn man annimmt, daß die eintretenden Temperaturerhöhungen für die unter Schall stehende Flüssigkeitssäule und für den gesamten Meßraum sich umgekehrt verhalten wie die zugehörigen Volumina. Diese Temperaturspanne kann, wie die Messungen beweisen, durch die natürliche Konvektion und die künstliche Durchwirblung nur verringert, aber nicht beseitigt werden. Aus der eingetretenen Schallgeschwindigkeitsänderung (s. Abb. 2 oder 3) kann man bei bekanntem Temperaturkoeffizienten unmittelbar die Temperaturerhöhung für die beschallte Flüssigkeitssäule ablesen. Sie ist in der Tat immer ein Vielfaches der Änderung der mittleren Temperatur des Meßraumes, die ohne Kompensation auftreten würde.

Bei genaueren Messungen der Schallgeschwindigkeit für verschiedene Frequenzen zwingt die unerwartete Größe des Temperatureffektes dazu, diese Messungen immer auf die gleichen Schallintensitäten zu beziehen. Wenn man nun annimmt, daß für — absolut — kleine Intensitätsänderungen die auftretenden Temperaturveränderungen der beschallten Flüssigkeitssäule linear verlaufen, so liegt der Gedanke nahe, die Schallgeschwindigkeit bei mehreren Intensitäten zu messen und dann linear auf die Intensität 0 zu extrapolieren. Dies ist praktisch auch die einzige Möglichkeit; denn die Schallintensitäten lassen sich bei ein und demselben Quarz vergleichen, nicht dagegen bei verschiedenen Quarzen. Absolutmessungen der Schallintensität aber sind in allen Fällen recht schwierig und umständlich. Die Annahme, daß die Temperaturveränderungen linear verlaufen, ist durch die Messungen immer wieder bestätigt worden, und so erscheint das neue Meßverfahren gerechtfertigt.

Im folgenden soll der Gang einer Messung nach dem neuen Verfahren gekennzeichnet und einiges über die erreichbare Genauigkeit gesagt werden.

Nachdem Oszillator und Thermostat auf ihre Gleichgewichtstemperaturen gebracht sind, wird die Flüssigkeit in die Küvette gefüllt, der Thermostatenumlauf eingeschaltet, eine bestimmte Schallintensität eingestellt und durch eine orientierende Messung zunächst die ungefähre Schallwellenlänge festgestellt. Inzwischen wird durch ständige Nachregulierung die Küvettentemperatur genau auf 25° C gebracht. (Dies erweist sich als notwendig, da sie von der Raumtemperatur nicht ganz unabhängig ist.) Sodann wird die eigentliche Messung in der Weise vorgenommen, daß am Anfang und am Ende der gewählten Meßlänge (je nach der Frequenz 50—500 Halbwellenlängen) die Lage von je 10 Streifen ermittelt und dies Verfahren einige Male wiederholt wird. Auf die gleiche Weise wird bei ein oder zwei anderen Intensitäten verfahren. Die Frequenz wird in der eingangs angedeuteten Weise akustisch überwacht und ihre Werte laufend notiert. Außerdem wurde für jede der untersuchten Flüssigkeiten vorher der Temperaturkoeffizient (durch Messung bei um 4° C verschiedenen Temperaturen) bestimmt, so daß allfällige Änderungen der mittleren Küvettentemperatur rechnerisch berücksichtigt werden konnten. So erhält man für jede Intensitätsstufe 40—60 Einzelmessungen, aus deren Mittelwerten graphisch auf die Schallgeschwindigkeit bei der Intensität 0 extrapoliert wird.

Die Genauigkeit, mit der die Schallgeschwindigkeit über einen großen Frequenzbereich ermittelt wird, kann erst im Anschluß an die gesamten Meßergebnisse beurteilt werden. Hier sei nur ein Wort über die Genauigkeit gesagt, mit der die Messungen an den verschiedenen Intensitätspunkten ausgeführt werden können. Es gibt da eine interessante Schwierigkeit, die auftritt, wenn die Rührgeschwindigkeit nicht befriedigend konstant gehalten werden kann und welche dann verhindert, daß die hohe, an sich mögliche Genauigkeit der Längenmessung voll ausgenutzt wird. Die relative Änderung ist, wie aus der Abb. 4 hervorgeht, bei nicht zu großen Änderungen der Rührgeschwindigkeit recht gering. Werden diese Änderungen aber über eine große Anzahl von Wellenlängen summiert, so ergibt sich, daß bei großen Entfernun-

gen von der Schallquelle die im Gesichtsfeld des Mikroskopes befindliche Streifengruppe merkliche Verschiebungen erleiden kann. Ist also demnach die mittlere Rührgeschwindigkeit bei der Messung der ersten Streifengruppe zufällig größer oder kleiner als bei der Messung der zweiten Gruppe, so resultiert ein Fehler in der Messung des Gruppenabstandes, der in ungünstigen Fällen $1 \cdot 10^{-4}$ erreichen kann. (Der Abstand Schallquelle — Reflektor beträgt hier etwa 12 cm.)

Die Größe des Abstandes zwischen Schallquelle und Reflektor ist übrigens, wie jetzt leicht erkannt wird, auch die eigentliche Ursache der oben erwähnten Instabilität der Energieumsetzung im Schallfeld. Wird z. B. durch eine geringe Reflektorverschiebung die Resonanz der schwingenden Flüssigkeitssäule verstimmt, so verringert sich sogleich die Energie der stehenden Welle. Zugleich sinkt die durch Absorption frei werdende Wärmemenge und mit ihr die Temperatur des Schallfeldes. Durch die nun eintretende Wellenlängenänderung verschiebt sich die Welle relativ zum Reflektor, so daß die Verstimmung stärker wird und der Energieverlust weiter geht. Der Zustand ist also instabil; ein neues Gleichgewicht wird erst in dem Augenblick erreicht, wo die stehende Welle ein Minimum an Energie besitzt. Die den Vorgang einleitende Wellenverschiebung muß etwa von der Größenordnung $\lambda/16$ sein. (Eine zum Reflektor relative Verschiebung um $\lambda/4$ ruft die maximale Energieänderung der stehenden Welle hervor.) Für eine gegebene anfängliche Temperaturänderung tritt der Vorgang also um so eher ein, je größer der Abstand Quelle—Reflektor oder je kleiner die Wellenlänge selbst ist. Indessen tritt dieser Vorgang nur bei hohen Frequenzen und dann auch nur selten auf, weil zum Anstoß entweder eine willkürliche Reflektorverschiebung oder eine entschiedene Änderung der Rührgeschwindigkeit benötigt wird.

Die Werte der Relativmessungen hängen, wie wir sahen, in beträchtlichem Maße von der Konstanz der Rührgeschwindigkeit ab. Wird auf diese aber in genügender Weise achtgegeben, so lassen sich diese Relativmessungen der Schallgeschwindigkeit etwa mit der Genauigkeit ausführen, die die Methode der Längenmessung zuläßt. Denn die Fehler der Frequenzmessung sind hier vernachlässigbar klein; systematische Fehler sowie allfällige „Fehler" des Schallfeldes (es wird stets der gleiche Schallfeldausschnitt gemessen) haben keinen Einfluß. Schließlich garantiert die große Zahl der Einzelmessungen dafür, daß der wahre Fehler kleiner als der mittlere Fehler ist. Durch die Extrapolation

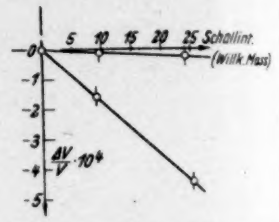

Abb. 5. Extrapolation der Schallgeschwindigkeit auf die Schallintensität 0 für zwei Quarze mit verschiedener Schallausbeute

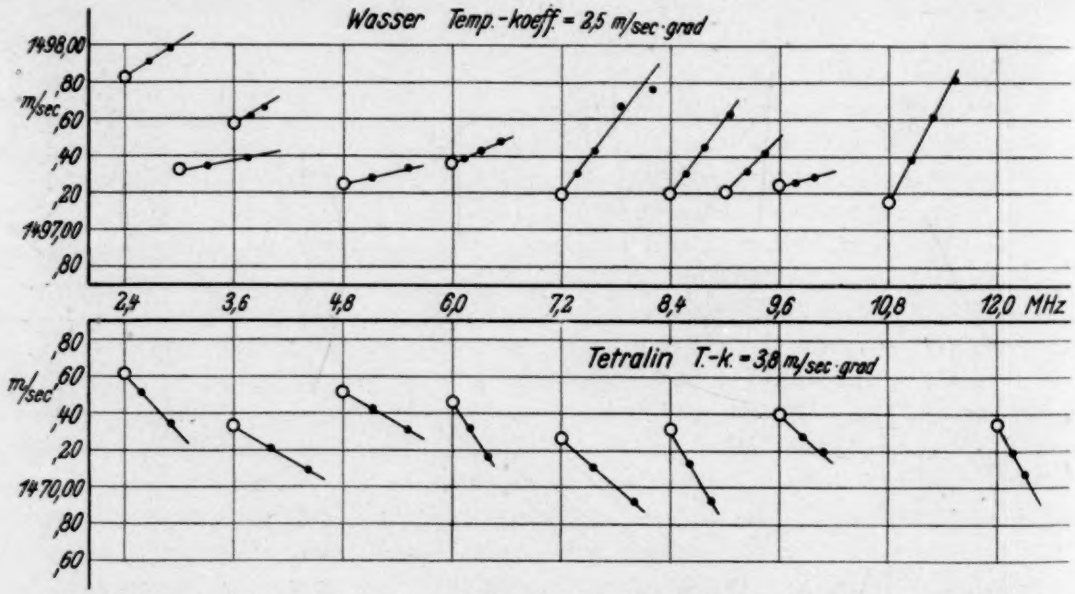

Abb. 6 Extrapolation der Schallgeschwindigkeit auf die Schallintensität 0 für 6 verschiedene Flüssigkeiten bei 25° C

auf die Intensität 0 kommt nun aber eine neue Unsicherheit herein, so daß dieser Wert je nach Zahl und Lage der Punkte, aus denen er ermittelt wurde, mit einem Fehler von $4 - 8 \cdot 10^{-5}$ behaftet sein kann. Abb. 5 gibt einen Begriff von der erreichbaren Genauigkeit und demonstriert zugleich den Wert der Extrapolation auf

dritten Oberschwingung erregt war. Die Schallausbeute der beiden Quarze ist bei etwa gleicher zugeführter elektrischer Energie derart verschieden, daß die Schallgeschwindigkeitswerte stark differieren. Die Extrapolation auf die Intensität 0 aber führt in beiden Fällen auf den gleichen Wert.

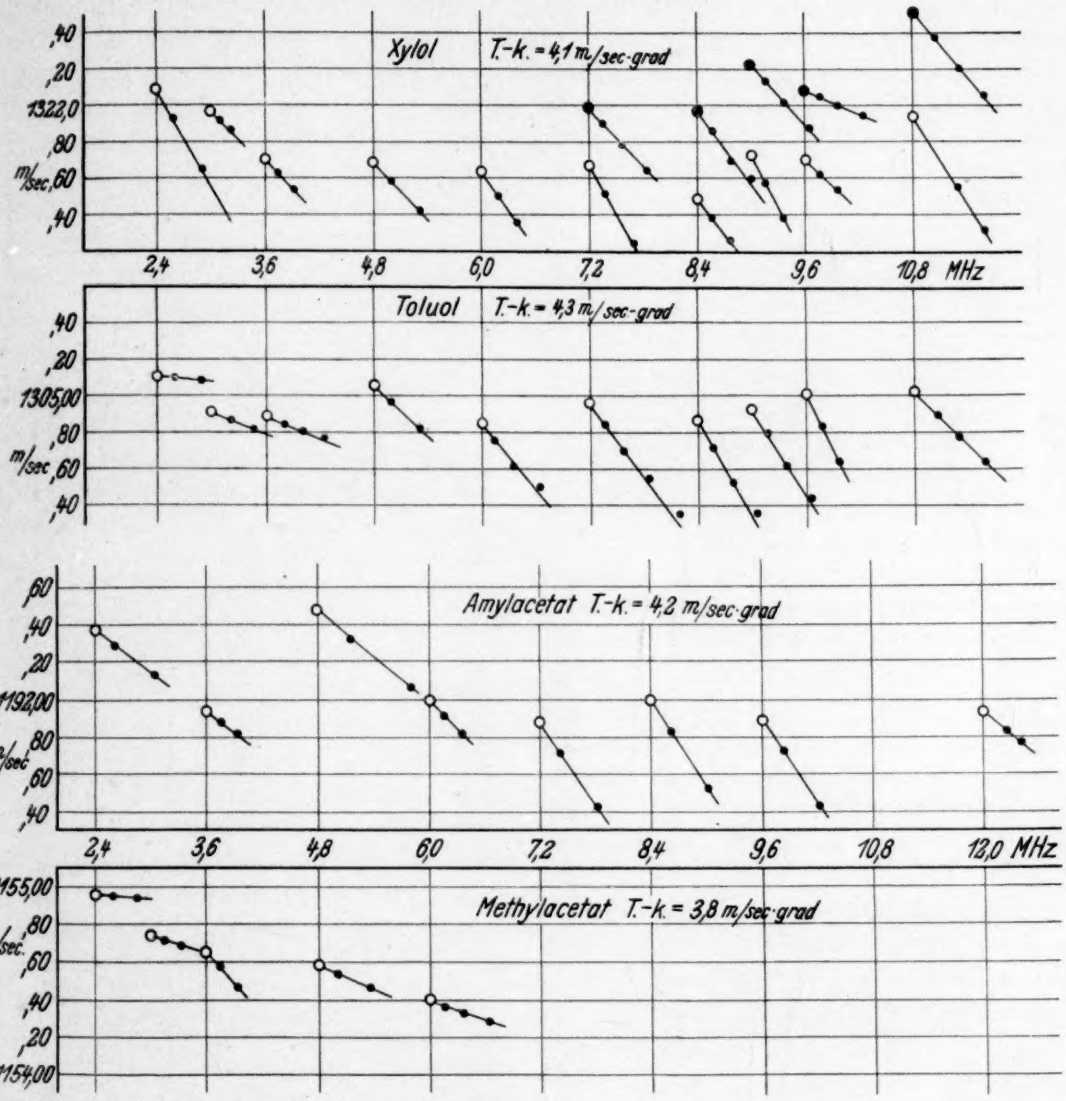

Abb. 6. Extrapolation der Schallgeschwindigkeit auf die Schallintensität 0 für 6 verschiedene Flüssigkeiten bei 25° C

die Intensität 0. Die beiden Extrapolationsgeraden sind aus Messungen gewonnen, die bei gleicher Frequenz, jedoch mit zwei Schallquarzen ausgeführt wurden, von denen der eine in der Grundschwingung, der andere in der

Nach diesen einleitenden Erklärungen sollen nun die Ergebnisse folgen. Sie wurden der größeren Anschaulichkeit wegen graphisch dargestellt (Abb. 6), wobei die Kreise die Schallgeschwindigkeit bei der Intensität 0 angeben

und die Punkte die scheinbare Intensitätsabhängigkeit andeuten. An Hand dieser Darstellung seien die Ergebnisse im folgenden besprochen.

Bei einer ersten Übersicht fällt zunächst die mit wenigen Ausnahmen wesentliche Ähnlichkeit des Verhaltens der Meßwerte für sämtliche Flüssigkeiten auf, die doch in ihrer Struktur wesentlich voneinander verschieden sind. Von 6 MHz an schwanken die Meßwerte um weniger als 10^{-4} um einen Mittelwert, während die Streuung nach niedrigeren Frequenzen hin immer größer wird, jedoch einseitig bleibt.

Diese Ähnlichkeit des Verhaltens legt mit zwingender Notwendigkeit den Schluß nahe, daß hier keine Eigenschaften der Flüssigkeiten ihren Ausdruck finden, daß auch keine Fehler in der Messung vorliegen, sondern, daß es sich um Eigentümlichkeiten der hier verwendeten Quarze und damit des Schallfeldes handelt. Dieser Schluß soll sogleich näher begründet werden.

Es ist bekannt, daß für den Charakter der Abstrahlung von einer Schallquelle das Verhältnis D/λ maßgebend ist, d. h. das Verhältnis der Abmessungen der abstrahlenden Fläche zur Wellenlänge im angrenzenden Medium. Ist dieser Quotient sehr groß gegenüber 1, so erreicht man eine Ablösung ebener Wellen und die Intensitäten, die in Richtungen abgestrahlt werden, die von der Flächennormalen abweichen, sind zu vernachlässigen. Hierfür ist aber Voraussetzung, daß die abstrahlende Fläche ideal kolbenförmig schwingt. Es ist nun häufig genug festgestellt worden, daß die mechanischen Eigenschaften der Quarze keineswegs ideal sind. Insbesondere mit Hilfe der optischen Methoden konnte festgestellt werden, daß die Abstrahlung von Quarzen sehr ungleichmäßig erfolgt und bei geringen Frequenzänderungen ihren Charakter völlig ändern kann, sowie, daß ausgesprochen schiefe Abstrahlungen möglich sind. Vor allen Dingen aber erfolgt das Ansprechen der Quarze in der Mehrzahl aller Fälle nur „fleckenweise", so daß die wirksame abstrahlende Fläche keinesfalls durch die Abmessungen des Quarzes gegeben ist. Dies Verhalten begünstigt natürlich eine Deformation der sich ablösenden Wellenfronten. Erst für hohe Frequenzen ist die wirksame Fläche groß genug, um die Abstrahlung ebener Wellen zu gewährleisten; dies erklärt zwanglos die bei hohen Frequenzen festgestellte geringe Streuung der Meßwerte.

Man kann nun bekanntlich jedes nichtideale, deformierte Wellenfeld durch eine Überlagerung von ebenen Wellen verschiedener Richtung rekonstruieren, ein Verfahren, das auch hier geeignet erscheint, die scheinbare Vergrößerung der bei niedrigen Frequenzen gemessenen Schallwellenlängen anschaulich zu machen. Bei der Überlagerung zweier richtungsverschiedener Wellen entsteht eine Kombinationswelle[17]), deren Richtung durch die Winkelhalbierende gegeben ist und deren Phasengeschwindigkeit die Größe $V/2\cos\frac{\theta}{2}$ besitzt (V = Phasengeschwindigkeit der Komponentwellen, θ = Winkel der gegenseitigen Neigung). Die Kombinationswelle kann dargestellt werden durch eine Welle, die eine größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit besitzt und längs ihrer Front eine ständige Verzerrung und Amplitudenmodulation aufweist. In Abb. 7 ist eine solche Superposition eines Haupt- und eines Nebenwellenzuges dargestellt. Abb. 8 bringt die Überlagerung dreier Wellenzüge an zwei Stellen des resultierenden Schallfeldes. Auch hier ergibt sich eine größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit der resultierenden Welle, die zudem abwechselnd Phasen- und Amplitudenmodulationen ihrer Front erfährt. (Dieses Schema stammt von E. David[18]), der es zur Darstellung

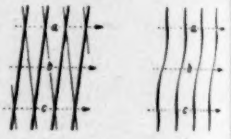

Abb. 7. Superposition eines Hauptwellenzuges mit einem Sekundärwellenzug

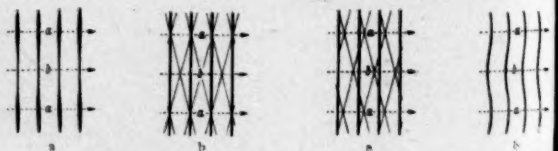

Abb. 8. Überlagerung dreier Wellenzüge an zwei Stellen des resultierenden Feldes (nach E. David)

[17]) Rayleigh, Theory of sound, siehe auch G. Joos, Lehrbuch der theor. Physik, Leipzig 1932 S. 54.

[18]) E. David, Physik. Z. 38 (1937), S. 592

der Deformation verwandte, die eine ebene Lichtwelle bei der Überlagerung mit Nebenwellen erfährt. Diese Interferenz ist ja eine ganz allgemeine Welleneigenschaft.)

Derartige gekrümmte Wellenfronten lassen sich bei niederen Schallfrequenzen im Schallfeld fast immer beobachten und sind ein sicheres Kennzeichen für die Existenz von Wellen, die schief zur Hauptrichtung verlaufen. Es ist klar, daß eine Messung des Abstandes solcher Wellenfronten unsicher ist und im allgemeinen auf zu hohe Werte der Schallgeschwindigkeit führen muß. Mit zunehmender Schallwellenlänge nimmt auch die Deformation zu und die Schallwelle wird immer undefinierter. So wurde z. B. versuchsweise bei 1,2 MHz gemessen und in verschiedenen Ausschnitten des Schallfeldes Unterschiede der — scheinbaren — Schallwellenlängen von $1‰$ und mehr gefunden.

Die beiden charakteristischen Eigentümlichkeiten der Struktur des Schallfeldes, der Temperatureffekt und die Deformation des Schallfeldes bei niederen Frequenzen, sind in sämtlichen früheren Untersuchungen der Ultraschallgeschwindigkeit nicht beachtet worden. Sie sind ja von der speziellen Methodik der Messung unabhängig und werden in gleicher Weise bei der Beugungsmethode und bei interferometrischen Untersuchungen ihre Wirkung ausüben. Es wird sich daher als notwendig erweisen, die Ergebnisse einer Reihe von Arbeiten zu überprüfen.

Zu den eigenen Meßergebnissen sei noch folgendes bemerkt. Methylazetat wurde von 6 MHz an nach tieferen Frequenzen hin untersucht, wobei sich die Messungen über mehrere Monate erstreckten. Spätere Kontrollmessungen, die wieder bei 4,8 und 6 MHz vorgenommen wurden, ergaben, daß die Schallgeschwindigkeit um 1—2 m/sec gestiegen war. Dies konnte nur auf eine inzwischen eingetretene Veränderung bzw. Verunreinigung der Vorratsflüssigkeit zurückgeführt werden, die wahrscheinlich auch den im Verhältnis zu den anderen untersuchten Flüssigkeiten starken systematischen Anstieg verursacht hatte. Die Messungen wurden daher abgebrochen.

Bei Xylol ging der Vorrat zur Neige, als die durch den Vollkreis gekennzeichneten Messungen ausgeführt waren. Die neue Lieferung, mit der alle übrigen Messungen ausgeführt wurden, hatte eine andere Gütebezeichnung und, wie aus der Lage der Punkte ersichtlich, eine etwas niedrigere Schallgeschwindigkeit.

Sieht man von den Werten ab, die durch die Deformation des Schallfeldes als fehlerhaft angesehen werden können, so ist für alle untersuchten Flüssigkeiten die Schallgeschwindigkeit im untersuchten Frequenzintervall — mindestens aber von 6 MHz an — innerhalb $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ als konstant anzusehen. Eine allfällige Dispersion müßte also auch kleiner als etwa 10^{-4} sein. Nach einer freundlichen brieflichen Mitteilung von H. O. Kneser besteht, soweit bei den untersuchten Flüssigkeiten für eine Voraussage genügend Absorptionsmessungen vorliegen, nur für Methylazetat die Möglichkeit einer Abnahme der Schallgeschwindigkeit um $1{,}1 \cdot 10^{-4}$ zwischen 6 und 3 MHz, die sich dann nach tieferen Frequenzen hin fortsetzen würde. Dies Dispersionsgebiet fällt aber gerade in das Frequenzgebiet, in dem das Schallfeld beginnt undefiniert zu werden, so daß in der gegenwärtigen Anordnung wenig Hoffnung besteht, diese Dispersion einwandfrei nachzuweisen.

Frühere orientierende Messungen[19]) hatten nun für eine Reihe organischer Flüssigkeiten zwischen 5 und 9 MHz Anstiege der Größenordnung $5 \cdot 10^{-4}$ ergeben, während für Wasser eine, wenn auch geringe Abnahme konstatiert wurde. Diese Ergebnisse bedürfen daher einer Richtigstellung und Erklärung. Diese ist indes unschwer zu geben und folgt aus der Tatsache, daß die Messungen ohne Kenntnis des Temperatureffektes ausgeführt wurden. Der Abstand des Mikroskopes von der Austrittsebene des Lichtes aus dem Schallfeld war bei diesen Messungen stets etwa der gleiche. Nun ist die Krümmung, die Lichtstrahlen im Schallfeld erfahren, proportional dem Gradienten des Brechungsindexes. Für eine gegebene Schwankung des Brechungsindexes und damit der Größe der Schallamplitude ist die Krümmung um so stärker, je kürzer die Schallwellenlänge ist. Mit wachsender Krümmung aber wird der erste Konvergenzpunkt der Lichtstrahlen in immer kleinerem Abstand von der Eintrittsebene der Lichtstrahlen in das Schallfeld erhalten. Umgekehrt ist für einen gewünschten festen Abstand des ersten Konvergenzpunktes mit abnehmender Schallwellenlänge eine immer geringer werdende Schallamplitude und damit Schallenergie aufzuwenden.

[19]) E. Hiedemann, N. Seifen und E. Schreuer. Naturwiss. 24 (1936), S. 681.

Aus dem bekannten Temperatureffekt folgt dann zwangsläufig die beobachtete Erscheinung.

Die von PARTHASARATHY zwischen 4 und 14 MHz (er maß nur diese beiden Punkte) gefundene sehr große Änderung der Schallgeschwindigkeit ($+4$ m/sec $= 3 \cdot 10^{-3}$ bei Tetralin und -11 m/sec $= -10 \cdot 10^{-3}$ bei Amylazetat) ist dagegen durch einen Temperatureffekt nicht zu erklären. Sie ist wohl der geringen Genauigkeit zuzuschreiben, welche der Beugungsmethode bei niedrigen Frequenzen zwangsläufig anhaftet.

Interessant ist eine nach der Beugungsmethode vorgenommene Untersuchung von A. K. DUTTA[20]), für welche eine Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ angegeben ist.

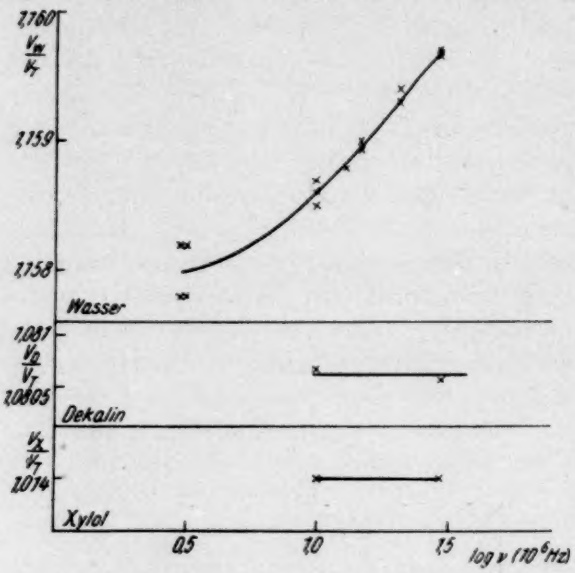

Abb. 9. Schallgeschwindigkeitsverhältnisse $\frac{V_W}{V_T}$ von Wasser—Toluol, $\frac{V_D}{V_T}$ von Dekalin—Toluol und $\frac{V_X}{V_T}$ von Xylol—Toluol (nach A. K. DUTTA)

Hier wurden die Schallgeschwindigkeiten je zweier Flüssigkeiten im Frequenzbereich von 1—30 MHz miteinander verglichen; die Ergebnisse sind in Abb. 9 dargestellt. Das Verhältnis $\frac{V_W}{V_T}$ der Geschwindigkeiten in Wasser und Toluol steigt demnach im gesamten Frequenzbereich um $1{,}5 \cdot 10^{-3}$. Das Geschwindigkeitsverhältnis für Dekalin-Toluol und Xylol-Toluol bleibt dagegen konstant, woraus auf die Konstanz der Geschwindigkeit in Toluol geschlossen werden kann. Denn bei der grundverschiedenen Molekülstruktur von Dekalin und Xylol würden diese, eine Dispersion vorausgesetzt, nicht den gleichen Gang mit der Frequenz zeigen. Es wird daher auf eine Zunahme der Geschwindigkeit in Wasser in dem genannten Ausmaß geschlossen und die Vermutung ausgesprochen, daß diese große Dispersion auf der komplizierten Struktur des Wassers und auf Gruppenbildungen seiner Moleküle beruhe.

Nun lassen sich diese Messungen mit den vorliegenden eigenen nur für den Frequenzbereich 2—11 MHz vergleichen. Aus der in Abb. 9 gegebenen Kurve ergibt sich für diesen Bereich immerhin noch ein Anstieg von $5 \cdot 10^{-4} \approx 80$ cm/sec, der nach den eigenen Messungen ausgeschlossen erscheint. Abgesehen davon, daß nach Ausweis der für Wasser vorliegenden Absorptionsmessungen eine Dispersion dieses Ausmaßes nicht erwartet werden kann, ist hier der Einfluß des Temperatureffektes deutlich zu erkennen. Für gleichbleibende Schallamplituden wächst die Schallenergie und dazu noch die Schallabsorption mit dem Quadrat der Frequenz, so daß bei der benutzten einfachen Art der Konstanthaltung der Temperatur alle Voraussetzungen für das Auftreten des Temperatureffektes gegeben sind. Dazu kommt noch, daß der Temperatureffekt für Wasser gerade umgekehrt wirkt wie für organische Flüssigkeiten, wodurch sich der besonders starke Anstieg des Verhältnisses $\frac{V_W}{V_T}$ und die Konstanz der übrigen Verhältnisse zwanglos erklärt.

Bei den interferometrischen Methoden der Ultraschallgeschwindigkeitsmessung werden stehende Wellen angewendet, deren Energie bei der Veränderung des Reflektorabstandes periodisch zu- und abnimmt. Auch hier ergibt sich im Mittel eine Übertemperatur des eigentlichen Schallfeldes über die Temperatur des gesamten Meßraumes, die besonders bei der Messung in Gasen erhebliche Werte annehmen muß, da die Schallabsorption von Gasen außerordentlich hoch ist. So müssen, da der (für Gase positive) Temperaturkoeffizient der Schallgeschwindigkeit von der Größenordnung $2 \cdot 10^{-3}\ V_0$/Grad ist, die registrierten Schallwellenlängen ein getreues Abbild der Energie- und damit Temperaturverteilung im Schallfeld sein. CHARLES D. REID[21]) maß mit einem Interferometer die Schallwellenlänge in Luft, die dabei in ständigem Strom durch den Meßraum gespült wurde. Er fand, wie Abb. 10 zeigt, eine bisher unerklärte Zunahme der Schallwellenlänge bei Annäherung an den Quarz. (Die Entfernung des Reflektors von dem Quarz ist hier in ganzen Wellenlängen aufgetragen.) Die Größe der — periodischen — Rückwirkungen auf den Quarz, die ja ein Maß für die Energie der reflektierten Welle ist, unterliegt aber nach den Messungen von REID derselben Abhängigkeit von der Reflektorentfernung, so daß die Erklärung der Erscheinung als verursacht durch einen Temperatureffekt mehr als wahrscheinlich ist.

Die insbesondere bei niederen Ultraschallfrequenzen fast immer feststellbare Existenz von Nebenwellen, die schief zur Hauptrichtung verlaufen, ver-

[20]) A. K. DUTTA, Physik. Z. 39 (1938), S. 186.

[21]) CH. D. REID, Phys. Rev. 35 (1930), S. 814.

mag eine Erscheinung zu erklären, die W. H. PIELEMEIER[22]) gelegentlich einer interferometrischen Untersuchung der Schallgeschwindigkeit in Luft fand. In der Registrierkurve der periodischen Rückwirkung auf den Quarz beobachtete PIELEMEIER Nebenmaxima geringer Amplitude, „Satelliten", die ihre Lage relativ zu den Hauptmaxima ständig und gleichmäßig änderten. Dies deutete zunächst auf

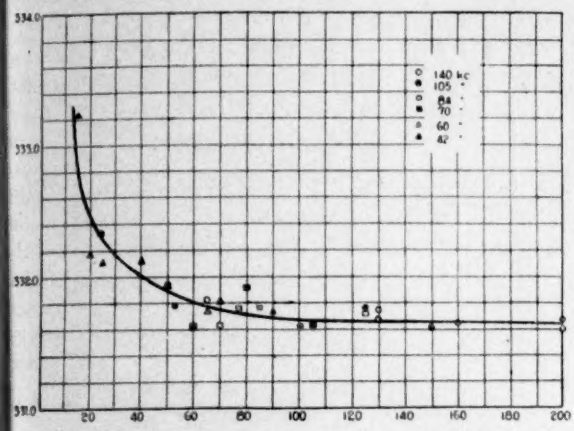

Abb. 10. Interferometrisch gemessene Zunahme der Schallgeschwindigkeit in Luft bei Annäherung an den Schallgeber. Die Entfernung ist in ganzen Wellenlängen aufgetragen (nach CH. D. REID)

eine Welle geringerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit hin. PIELEMEIER nahm daher eine echte Intensitätsabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit an und faßte diese Nebenmaxima als herrührend von der Rückwirkung einer mehrfach reflektierten und daher stark geschwächten Welle auf. Es ist jedoch viel zwangloser, diese Nebenmaxima auf die Rückwirkung einer schief abgestrahlten und schief wieder auftreffenden Welle zurückzuführen. Die Periode ihrer Rückwirkung auf den Quarz ist ja nur mit der Projektion ihrer Halbwellenlänge auf die Hauptrichtung anzusetzen und täuscht demnach eine kleinere Schallgeschwindigkeit vor.

Die gewonnene Erkenntnis, welche Faktoren auf das Ergebnis von Schallgeschwindigkeitsmessungen einwirken können, berechtigt nun zu der Hoffnung, die Genauigkeit der Messungen weiter steigern zu können. Insbesondere wird es notwendig sein, den Anwendungsbereich der optischen Methode nach niedrigeren Frequenzen hin zu erweitern. Soll dies ohne einen Verlust an Genauigkeit geschehen, so muß, wie die vorliegende Untersuchung zeigt, die wachsende Deformation des Schallfeldes unterdrückt werden. (Diese Forderung gilt auch für die interferometrische Methode, die sich im Frequenzbereich ihrer besten Anwendbarkeit an die optische Methode nach unten hin anschließt.) Gelingt dies nicht durch die Anwendung größerer Quarze, so müßten die Quarze durch eine optische Untersuchung ihrer Abstrahlung jeweils auf Eignung geprüft werden. Hier wird sich vielleicht auch die Anwendung von Quarzen als vorteilhaft erweisen, die nach STRAUBEL berandet sind und die, wie verschiedentlich festgestellt wurde[23]), eine sehr gleichmäßige Abstrahlung zeigen. Der Anwendungsbereich der optischen Methode ist nach höheren als den hier erreichten Frequenzen hin nicht mehr wesentlich zu steigern, da die Schallwellenlänge dann beginnt, in die Größenordnung der Streifenbreiten zu fallen. Hier wird dann die Beugungsmethode anschließen müssen, die in hohen Frequenzen den Bereich bester Anwendbarkeit besitzt. Wie schon erwähnt, ist es durch die Untersuchung der Feinstruktur des RAYLEIGHschen Streulichtes gelungen, auch die Geschwindigkeit der „Hyperschallwellen", d. h. der Wellen, durch die man die Wärmebewegung der Flüssigkeitsmoleküle darstellen kann, zu ermitteln und dadurch der Untersuchung auch das Gebiet höchster Frequenzen zugänglich zu machen. Da Dispersionsgebiete sich über mehrere Oktaven erstrecken, wird es vielleicht nur durch sukzessive Anwendung mehrerer dieser Methoden, die sich auf eine glückliche Art ergänzen, möglich sein, die Dispersion von Flüssigkeiten aufzufinden und in ihrem ganzen Verlauf zu übersehen.

Zusammenfassung

Genaue Messungen der Ultraschallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten mittels der HIEDEMANNschen Sichtbarmachungsmethode ergeben für diese Größe eine scheinbare Intensitätsabhängigkeit, die als herrührend von einem Temperaturgradienten im Meßraum erklärt werden kann. Die unerwartete Größe dieses Temperatureffektes läßt die behaupteten Ge-

[22]) W. H. PIELEMEIER, Phys. Rev. **38** (1931), S. 1236.

[23]) Siehe z. B. R. BÄR, Helv. phys. Acta **10** (1937), S. 311.

nauigkeiten früherer Relativ- und insbesondere Absolutmessungen als ungerechtfertigt erscheinen und zwingt dazu, vergleichende Messungen der Schallgeschwindigkeit stets auf eine bestimmte Schallintensität zu beziehen. Es wird daher eine neues Meßprinzip angewandt, welches die Schallgeschwindigkeit bei der Intensität 0 zu ermitteln gestattet. Die in diesem Verfahren erreichbare Genauigkeit wird diskutiert. Die für 6 Flüssigkeiten (Wasser, Toluol, Xylol, Methyl- und Amylazetat, Tetralin) im Frequenzbereich von 2—12 MHz ermittelten Werte der Schallgeschwindigkeit lassen erkennen, daß bei Schallgeschwindigkeitsmessungen außer dem Temperatureffekt auch die Deformation der Schallwellenfronten eine Rolle spielt und besonders nach niederen Frequenzen hin wachsenden Einfluß findet. Des weiteren ergibt sich, daß eine allfällige Dispersion für die untersuchten Flüssigkeiten wahrscheinlich von 2—12 MHz, mit Sicherheit aber von 6—12 MHz kleiner als 10^{-4} sein muß.

Die genannten, in der Arbeit näher diskutierten Eigenschaften des Ultraschallfeldes sind bei früheren Untersuchungen nicht beachtet worden; sie können, wie an einigen Beispielen gezeigt wird, zu irreführenden Ergebnissen Anlaß geben.

Die vorliegende Untersuchung wurde unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. E. HIEDEMANN im Physikalischen Institut der Universität Köln ausgeführt. Ihm habe ich für die Anregung zu der Arbeit und für viele Ratschläge und Hinweise zu danken. Dem Direktor des Physikalischen Institutes, Herrn Prof. Dr. F. KIRCHNER, danke ich für sein Interesse und seine Förderung der Arbeit durch Bereitstellen von Institutsmitteln. Auch der Helmholtz-Gesellschaft und der Johann-Hamspohn-Stiftung an der Universität Köln bin ich zu großem Dank verpflichtet, da sie die Beschaffung der Meßeinrichtungen ermöglicht haben.

(Eingegangen am 28. März 1939.)

Hörschall- und Ultraschalluntersuchungen von Betonbalken mit Rissen

Von Erwin Meyer und Erwin Bock

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 13 Textabbildungen)

1. Einleitung

In einer früheren Untersuchung[1]) wurde darauf hingewiesen, daß man mit verhältnismäßig niedrigen Ultraschallfrequenzen Fehler in Betonbalken auf akustischem Wege feststellen kann. Hierzu wurden zwei Magnetostriktionsgeräte genommen, die an den beiden Balkenenden als Sender bzw. Empfänger angebracht waren; ihre Eigenperioden lagen bei 22—23 kHz. Von den zwei seinerzeit zur Untersuchung vorliegenden Betonbalken zeigte der eine, der mit Fehlern behaftet war, eine schlechte, der andere dagegen eine wesentlich bessere Übertragung der hineingesteckten Schallenergie. Gelegentlich einer neuen Untersuchungsreihe[2]) zur Feststellung des dynamischen Elastizitätsmoduls und der Dämpfung stand eine größere Anzahl von Versuchsbalken zur Verfügung, so daß die Versuche über die Schalleitung wiederholt werden konnten. Die Balken bestanden teils aus reinem Beton, teils enthielten sie eine Eisenbewehrung. Dabei zeigten sich erhebliche Unterschiede in den dynamischen Kennwerten, die auf das Vorhandensein von äußerlich zunächst nicht sichtbaren Rissen hindeuteten. Zur Klärung dieser Fragen kam nur ein zerstörungsfreies Werkstoffprüfverfahren in Frage, also entweder die Röntgenmethode oder das schon genannte akustische Verfahren. Über die Ergebnisse beider Methode berichtet diese Arbeit.

[1]) E. Meyer und G. Buchmann, Akust. Z. 3 (1938), S. 132.

[2]) Diese Untersuchungen erfolgten auf Anregung und mit Unterstützung der Wirtschaftsgruppe Elektrizitätsversorgung, die zunächst Prof. Dr. W. Hort † mit der Durchführung der Versuche beauftragte. Das Versuchsmaterial wurde von der Firma Wayss und Freytag hergestellt.

2. Beschreibung der Versuchsbalken; Bestimmung von Elastizitätsmodul und Dämpfung durch Biegeschwingungen

Für die Versuche lagen drei Gruppen von Betonbalken zu je 4 Stück vor. Sie hatten sämtlich die folgenden Abmessungen (Abb. 1):

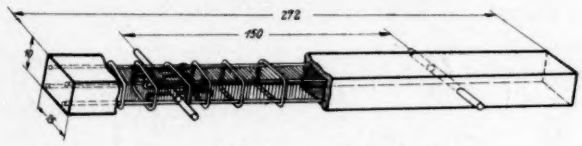

Abb. 1. Aufbau der Betonbalken

Länge 272 cm, Breite 15 cm, Höhe 10 cm; das Gewicht war 100 kg. Da die Balken in der Biegungsgrundschwingung untersucht werden sollten, besaßen sie an deren Knotenstellen 2 Aufhängeeisen mit einem Abstand von 150 cm voneinander. Die Serie A (Balken Nr. 1—4) war stark bewehrt, d. h. diese Balken enthielten je 4 Rundeisen 6 mm ⌀ symmetrisch im Balkenquerschnitt oben und unten angeordnet. Serie B (Balken 5—8) hatte mit je 2 symmetrisch verteilten Rundeisen 6 mm ⌀ eine mittelstarke Bewehrung. Beide Gruppen enthielten auf die gesamte Balkenlänge im Abstand von je 10 cm Eisenklammern um den Kernquerschnitt. Serie C (Balken Nr. 9—12) bestand aus reinem Beton ohne die oben erwähnten Eiseneinlagen; lediglich an den Aufhängestellen waren je 4 Eisenbügel in Längsrichtung (dies übrigens auch bei den Balken der Serie A und B) und je 6 Eisenklammern vorgesehen.

Die Untersuchung der Balken in der Biegungsgrundschwingung erfolgte nach der Resonanzmethode[3]). Der Balken wird in der Mitte durch ein großes elektrodynamisches Lautsprechersystem angeregt; die Abnahme der Balkenbewegung (Schnelle) geschieht ebenfalls elektrodynamisch durch eine in einem Magneten schwingende Tauchspule.

Abb. 2 stellt einige der für die einzelnen Balkenarten gemessenen Resonanzkurven zu-

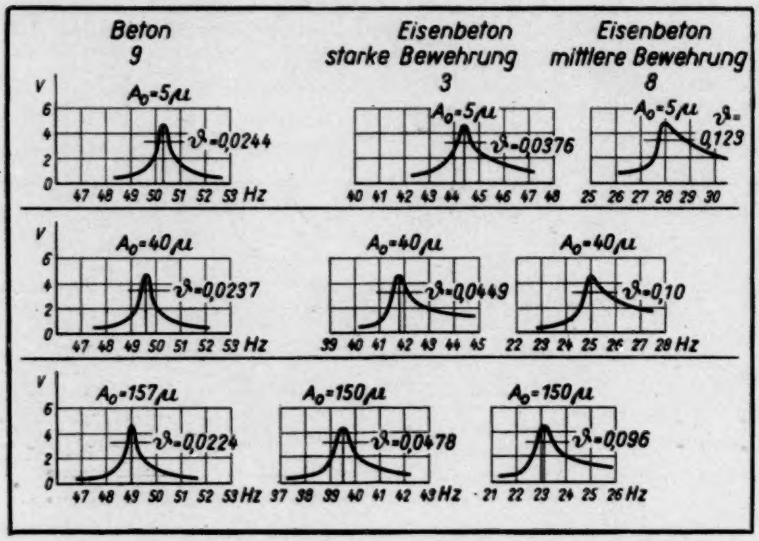

Abb. 2. Resonanzkurven der Betonbalken für die Biegungsgrundschwingung bei verschiedenen Amplituden

sammen. Als Ordinate ist die am Balkenende auftretende Schnelle für die Resonanzamplituden 5, 40 und 150 μ aufgetragen. Die Messungen zeigen folgende Ergebnisse: Die Resonanzkurven für reinen Beton entsprechen in ihrer Form recht gut einer normalen Resonanzkurve. Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Amplitude ist gering; es tritt nur eine kleine Erniedrigung der Resonanzlage mit wachsender Amplitude auf. Dagegen zeigen die Resonanzkurven der bewehrten Balken eine starke Unsymmetrie, besonders im Gebiete kleiner Amplituden. In stärkstem Maße ist dies bei der mittleren Bewehrung der Fall; hier ist auch die Frequenzverschiebung mit wachsender Amplitude am größten. Das wichtigste Ergebnis ist, daß trotz gleicher geometrischer Abmessungen und Herstellungsbedingungen der reine Betonbalken die höchste Eigenfrequenz, die bewehrten Balken dagegen wesentlich tiefere Eigentöne besitzen. Aus den Eigentönen folgt ohne weiteres der Elastizitätsmodul des Betons bzw. des Verbundkörpers Eisen-Beton; entsprechend den Unterschieden in der Eigenfrequenz ergeben sich Unterschiede der Elastizitätsmoduln von rund 1 : 5. Reiner Beton ist also im vorliegenden Falle vielmals biegungssteifer als der Verbundkörper Beton-Eisen! Als Elastizitätsmodul für reinen Beton ergab sich rund 320000 kg/cm². Die hier aufgezählten Eigenschaften wurden durchweg bei allen Balken einer Serie gefunden.

Die Amplitudenabhängigkeit der Eigenfrequenz der Eisenbetonbalken zeigt, daß der Elastizitätsmodul vom Schwingungsausschlag abhängt. Das Schwingungssystem ist damit anharmonisch. Nimmt man die Resonanzkurve anstatt mit konstanter Kraft mit konstanter Amplitude auf[4]), so wird sie wesentlich symmetrischer und entspricht auch in ihrem Verlauf mehr der theoretischen Form. Ein Beispiel für eine solche Aufnahme ist Abb. 3 (Balken 7, mittlere Bewehrung). Die linke Kurve ist eine Resonanzkurve mit konstanter Kraftanregung (aufgenommen wie die Kurven der Abb. 2), bei der anderen Kurve ist dagegen die Ordinate der Kehrwert der Kraft, die für die jeweilige Frequenz notwendig ist, um eine konstante Amplitude von 5 μ zu erreichen. (Genauer gesagt ist die Schnelle konstant gehalten, der Unterschied ist jedoch in dem kleinen Frequenzintervall unbedeutend.) Die reinen Betonbalken haben die kleinsten logarithmischen Dekremente, die größte Dämpfung besitzen die schwach bewehrten Balken.

[3]) R. Schmidt, Ing.-Arch. 5 (1934), H. 5, S. 354; vgl. auch E. Meyer, Z. VDI 78 (1934), S. 957.

[4]) Nach einem Vorschlag von Dipl.-Ing. Eberhardt.

Das allen Erwartungen widersprechende Verhalten der Betonbalken läßt sich nur durch die Annahme von Rissen im Balken selbst erklären, die in besonderem Maße bei dem leicht bewehrten Typ vorhanden sein müssen. Dadurch sinkt die Festigkeit des Balkens, und seine Eigenfrequenz erniedrigt sich. Mit zunehmender Amplitude werden die Risse erweitert und die Biegungssteifigkeit verringert. Damit ist auch die Amplitudenabhängigkeit der Eigenfrequenz bzw. des Elastizitätsmoduls erklärt. Ebenso ist die zahlenmäßige Abstufung der Dämpfung verständlich, es tritt zum Teil feste Reibung auf, die durch Scheuerwirkung an den Bruchflächen bedingt ist. Da die Risse infolge der groben Struktur der Oberfläche zunächst äußerlich nicht sichtbar waren, wurde versucht, durch die in der Einleitung genannten Verfahren eine Bestätigung zu erhalten.

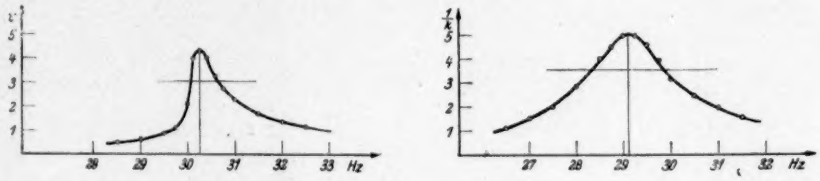

Abb. 3. Resonanzkurven des Eisenbetonbalkens mittlerer Bewehrung bei Anregung mit konstanter Kraft und mit konstanter Amplitude (Resonanzausschlag bzw. konstanter Ausschlag 5 μ)

3. Longitudinalschwingungen im Hörschallgebiet

Es ist einleuchtend, daß Risse in den Balken die Schwingungsverteilung und die harmonische Teiltonfolge für Longitudinalschwingungen höherer Ordnung besonders stark stören; insbesondere werden die Eigenfrequenzen ausfallen, bei denen der Versuchskörper an der Stelle des Risses einen Spannungsbauch hat. Zur Untersuchung wurde der Balken an dünnen Drahtseilen aufgehängt und durch ein an einer Stirnseite angebrachtes elektrodynamisches System zu Längsschwingungen angeregt. Die Schallabnahme erfolgte durch einen elektromagnetischen Schallplattentonabnehmer, der mit Hilfe einer Bügelkonstruktion freihängend auf dem Balken aufgesetzt werden konnte[5]). Zur Feststellung der Resonanzfrequenz befand sich der Tonabnehmer jeweils am Balkenende. Auch für die Longitudinalschwingungen waren die Resonanzkurven der Grundschwingung und der höheren Oberschwingungen in der gleichen Weise unsymmetrisch, wie wir es für die Biegungsschwingungen gesehen haben. Die Kurven für den reinen Beton waren dagegen wiederum fast symmetrisch. Als zweiter Versuch wurde die Amplitudenverteilung gemessen; sie wies in der Tat die erwarteten Störungen auf. In Abb. 4 sind die Amplitudenverteilungen über die gesamte Balkenlänge für einen reinen Betonbalken und für einen Balken der mittleren Bewehrung aufgetragen. Die Kurve für den ersten Balken entspricht dem theoretischen Verlauf (2. Teilton). Bei dem schwach bewehrten Balken zeigt bereits die Grundschwin-

Abb. 4a

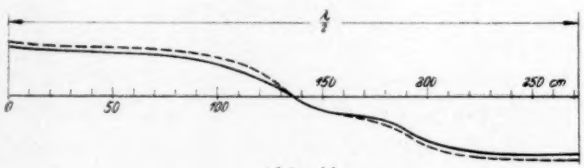

Abb. 4b

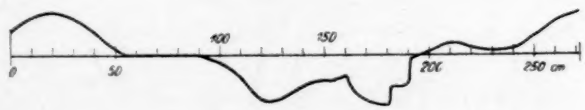

Abb. 4c

Abb. 4a—c. Amplitudenverteilung bei Längsschwingungen für einen reinen Betonbalken in der 2. Teilschwingung (Kurve a) sowie für einen schwach bewehrten Balken in der Grundschwingung (Kurve b) und in einer unharmonischen Oberschwingung (Kurve c)

[5]) Vgl. Anm. 3).

gung Störungen (Kurve b). Verschiedene Oberschwingungen waren überhaupt nicht erregbar, dafür traten z. T. andere nichtharmonisch liegende Eigenfrequenzen auf. Die Schwingungsverteilung für eine solche unharmonische Frequenz ist in Kurve c der Abb. 4 dargestellt. Aus diesen Messungen ist bereits ersichtlich, daß die eisenbewehrten Balken Risse enthalten.

4. Ultraschallmessungen

Wie schon in der früheren Arbeit ausgeführt wurde, ist zu erwarten, daß die Risse sich mit höherer Schallfrequenz besser feststellen lassen. Wenn man sich nämlich den Vorgang durch eine elektrische Analogie veranschaulicht, so hat man den Betonbalken als eine elektrische Leitung darzustellen, die Risse sind durch Kapazitäten gegebenenfalls unter Vorschaltung von Widerständen quer zum Leitungszug zu ersetzen. Je höher die Frequenz, um so stärker ist der durch die Kapazität bewirkte Nebenschluß. Von diesem Gesichtspunkt her ist also die Wahl einer hohen Ultraschallfrequenz günstig. Vom Standpunkt der praktischen Messung an bautechnischen Objekten geht man jedoch zweckmäßig mit der Frequenz nicht zu hoch, insbesondere wenn man Magnetostriktionssender zur Anregung benutzen will, die sich durch ihren robusten Aufbau empfehlen. Zur Verfügung standen die schon früher benutzten Magnetostriktionsgeräte mit einer Eigenfrequenz von etwa 22 kHz, wie sie handelsüblich zur Echolotung im Wasser verwendet werden. Die Versuchskörper wurden mit den Aufhängeeisen auf Filzplatten gelegt, der Magnetostriktionssender an einer Stirnfläche des Balkens angegipst. Der im Balken entlanglaufende Ultraschall wurde piezoelektrisch durch ein Kristallmikrophon[6]) abgenommen und in seiner Stärke mit einer Braunschen Röhre gemessen. Das Mikrophon bestand aus einer Messingplatte, an der zwei auf Biegung beanspruchte Seignettesalz-Platten befestigt waren. Um einen sicheren mechanischen Kontakt zwischen Meßobjekt und Abtastmikrophon herzustellen, wurde die Meßfläche mit einer dünnen Wachsschicht überzogen und darauf ein Ölfilm aufgebracht. Das Mikrophon lag stets mit gleichem Druck (gegeben durch sein Eigengewicht und durch ein Zusatzgewicht) auf der Balkenoberfläche auf.

Abb. 5—7 geben Meßbeispiele an. Entsprechend der rein sinusförmigen Anregung sind die stehenden Wellen stark ausgeprägt. Die Querausdehnung der Balken ist nicht mehr klein gegenüber der Wellenlänge, demzufolge

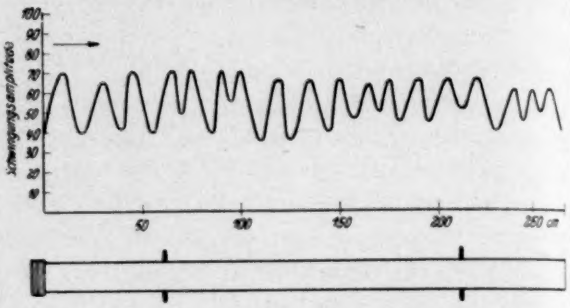

Abb. 5a

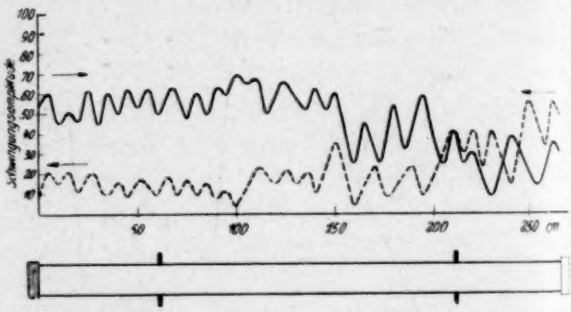

Abb. 5b

Abb. 5a u. b. Ultraschallverlauf in den reinen Betonbalken Nr. 11 und 9

war auch die Schwingungsamplitude über den Querschnitt nicht konstant. In den Schaubildern ist daher als Ordinate der gemessene Größtwert aufgetragen. Abb. 5 stellt die Meßergebnisse an 2 reinen Betonbalken (Nr. 9 und 11) zusammen. Balken 11 zeigt keine merkliche Schwächung des Ultraschalls längs der Gesamtausdehnung. Dem entspricht auch die Tatsache, daß dieser Balken in der Biegungsgrundschwingung die höchste Eigenfrequenz überhaupt aufwies. Der 2. Balken aus der gleichen Reihe (Nr. 9) zeigt bereits eine kleine

[6]) Sender wie Mikrophon wurden in liebenswürdiger Weise von Herrn Dr. Kunze, Atlaswerke Bremen, zur Verfügung gestellt.

Abnahme der Ultraschallenergie; er ist auch in der umgekehrten Richtung durchgemessen worden. Seine Biegungsgrundschwingung war um etwa 4% kleiner als die des Balkens 11. Wesentlich stärker ist der Abfall der Schallenergie in den stark bewehrten Balken; als Beispiel sind die Balken Nr. 3 und Nr. 4 gewählt. Der Amplitudenabfall beträgt über die gesamte Länge 1 : 3 bis 1 : 10. Hiermit steht in guter Übereinstimmung, daß die Eigenschwingungszahlen dieser Balken in der Größenordnung von 40 Hz lagen, also um 20% niedriger waren als diejenigen für den reinen Beton. Auch hier entsprechen die feineren Unterschiede in der Ultraschalleitung innerhalb derselben Balkenart der zahlenmäßigen Abstufung in der Eigenfrequenz.

Die schwach bewehrten Balken (Nr. 5 und Nr. 7) schließlich weisen den größten Abfall in der Ultraschallamplitude auf; er ist 1 : 15 bis 1 : 25. Ihre Eigenfrequenzen lagen auch am tiefsten, zwischen 25 und 30 Hz; auch hier ist es wiederum so, daß der Balken (5) mit der größeren Ultraschalldämpfung die tiefere Eigenfrequenz hat.

Nach Abschluß sämtlicher Schwingungsversuche wurden die Balken einer 2. Messung des statischen Elastizitätsmoduls unterzogen. Dabei traten die vermuteten Risse für das Auge deutlich zutage; sie sind unter den Abb. 6 und 7 mit ihrer Lage und mit ihrer ungefähren Ausdehnung angedeutet. Man erkennt z. B. bei Balken 7 sehr gut die Übereinstimmung zwischen der Lage des Risses und der Stelle besonders starker Abnahme in der Schwingungsenergie. Für genauere Versuche wird es noch notwendig sein, von der rein sinusförmigen Anregung des Senders abzugehen und wie z. B. in der Bau- und Raumakustik Frequenzbänder (frequenzmodulierte Schalle od. dgl.) zu verwenden; auf diese Weise können nämlich die stehenden Wellen vermieden oder wenigstens in ihrer Auswirkung geschwächt werden. Hierzu ist allerdings ein System mit größerer Dämpfung als Sender notwendig.

Die Kurven in Abb. 5—7 verlaufen am Anfang und am Ende der Balken ziemlich konstant; dies hat seinen Grund darin, daß diese

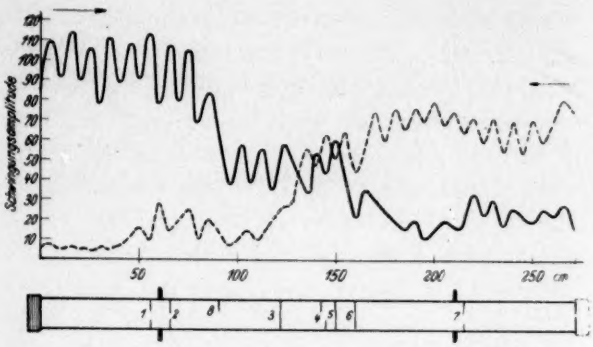

Abb. 6a

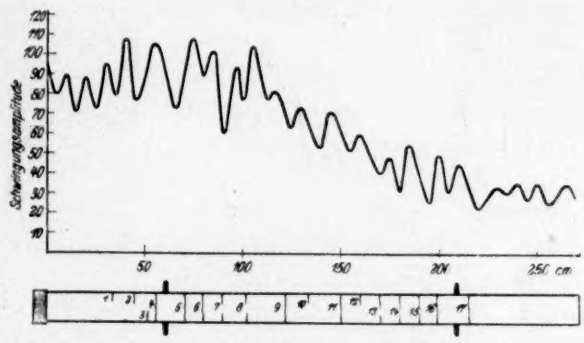

Abb. 6b

Abb. 6a u. b. Ultraschallverlauf in den stark bewehrten Balken Nr. 3 u. 4

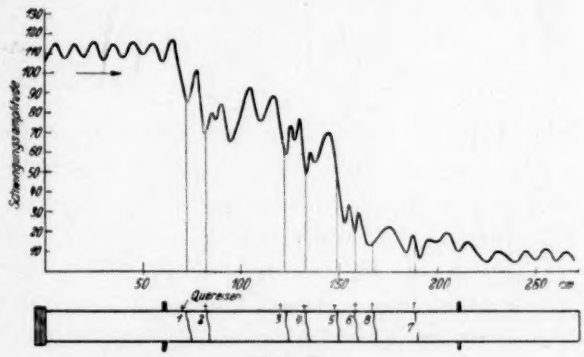

Abb. 7a

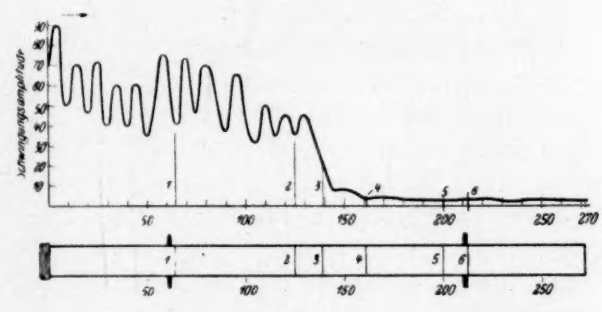

Abb. 7b

Abb. 7a u. b. Ultraschallverlauf in den mittelstark bewehrten Balken Nr. 7 u. 5

Balkenteile bei allen vorangegangenen Biegungsuntersuchungen wenig beansprucht wurden. Das Entstehen der Risse in den Eisenbetonbalken ist offenbar so zu erklären, daß beim Abbinde-Prozeß Schwundrisse sich bilden (der Beton schwindet, das Eisen nicht), die im Laufe der dynamischen und statischen Messungen sich erweitert haben. Aus dem wesentlich steileren und plötzlichen Abfall des Ultraschallverlaufes bei Balken 5 und 7 gegenüber den Balken 3 und 4 konnte geschlossen werden, daß die Risse beim Eisenbeton mittlerer Bewehrung sich tiefer in den Querschnitt erstrecken als bei den stark bewehrten Balken. Diese Folgerung wurde durch Entfernen der Deckschicht bestätigt. Es zeigte sich, daß im Balken 7 die Risse tatsächlich bis in den Kernquerschnitt eindringen, während sie bei Balken 4 nur als feine Anrisse an der Oberfläche vorhanden sind und höchstens die Deckschicht durchstoßen, aber nicht bis in den Kern hineingehen.

6. Röntgenuntersuchung

Fünf der akustisch untersuchten Balken wurden auch einer Röntgenuntersuchung[7]) unterzogen. Sie ergab nur bei zwei Balken an je zwei Stellen eine Andeutung für Risse. In Abb. 8 (schwach armierter Balken Nr. 5) weisen die beiden umränderten Stellen auf je einen Riß hin. Beide Lagen stimmen mit den durch Ultraschall gefundenen Stellen überein; es sind die in Abb. 7b eingezeichneten Risse Nr. 3 und 4. Die Schatten in Abb. 8 sind durch die Eiseneinlagen sowie eine zum Festhalten der Aufnahmekassette benutzte Bleiplatte verursacht. Daß die Röntgenuntersuchung keine besseren Ergebnisse zeigt, kann man leicht einsehen; eine wesentliche Aufhellung im Bild kommt nur dann zustande, wenn die Durchstrahlungsrichtung mit der Rißrichtung auf einer sehr großen Länge übereinstimmt. Dies ist jedoch infolge der Betonstruktur sehr unwahrscheinlich. Dazu kommt, daß Risse über den Eisenklammern durch das Röntgenverfahren überhaupt nicht zu finden sind, da die Strahlung durch das Eisen völlig absorbiert wird. Im Gegensatz hierzu werden Risse durch Ultraschall um so deutlicher angezeigt, je senkrechter ihre Lage zur Schallrichtung ist. Aber auch irgendeine Schräglage wird je nach Wellenlänge und Rißlänge schon eine teilweise Verringerung der Schallenergie erzeugen. Selbst die sehr ungünstige Lage des Risses parallel zur Schallrichtung kann noch durch Reibungsdämpfung einen Einfluß auf die Ultraschalleitung ausüben. In der grundsätzlich größeren Wahrscheinlichkeit des Auffindens eines Fehlers ist also die Ultraschallprüfung der Röntgenuntersuchung überlegen.

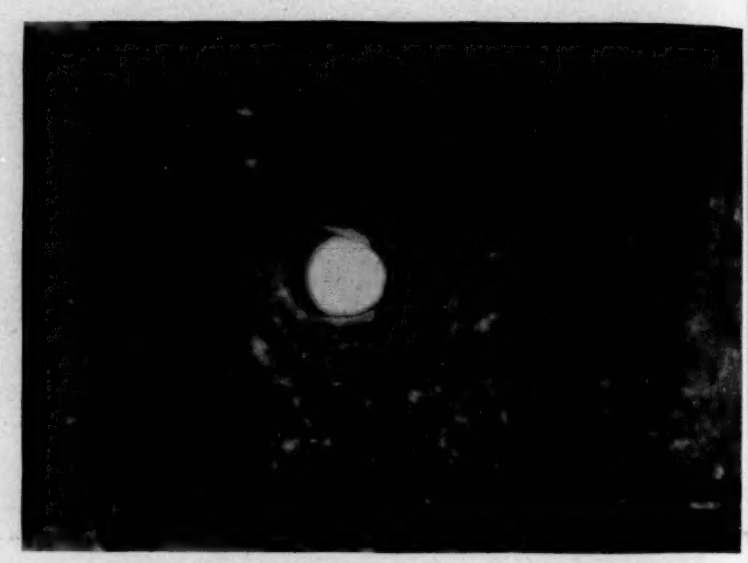

Abb. 8. Röntgenaufnahme eines Teils von Balken Nr. 5 (mittelstark bewehrt). Die Risse liegen innerhalb der Umrandungen

Zusammenfassung

An reinen und eisenbewehrten Betonbalken werden dynamische Messungen des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung ausgeführt.

[7]) Diese Messung führte in dankenswerter Weise Herr Dr. WIEDEMANN, Technische Hochschule Berlin, aus.

Die Balken werden hierzu in der Biegungsgrundschwingung elektrodynamisch angeregt; die sich einstellende Schnelle wird gleichfalls elektrodynamisch gemessen. Die Eigenperioden der reinen Betonbalken liegen wesentlich über denen der schwach bewehrten und auch über denen der stark bewehrten Balken. Die Resonanzkurven sind in den letzteren Fällen stark unsymmetrisch; die Eigenschwingung sinkt mit wachsender Amplitude. Aus diesen Gründen werden auch Resonanzkurven bei konstanter Amplitude aufgenommen, die fast symmetrisch sind und eine bessere Auswertung zulassen. Das genannte Verhalten der Betonbalken ist nur durch Risse zu erklären. Messungen mit Longitudinalschwingungen deuten in der Tat auch darauf hin, daß die bewehrten Balken Risse aufweisen. Ultraschallmessungen zeigen dann eindeutig das Vorhandensein und z. T. auch die Lage der Risse. Die Dämpfung des Ultraschalls längs des Balkens hat einen unmittelbaren Zusammenhang mit der Größe seines Elastizitätsmoduls, wie er aus der Biegungsgrundschwingung gefunden wird. Das Röntgenverfahren erscheint für die Feststellung von Rissen wenig geeignet.

(Eingegangen am 25. Februar 1939.)

Ein Beitrag zur Theorie der Schallplatte: Der Abtastvorgang

Von Richard Bierl, München

(Vorläufige Mitteilung)

(Mit 15 Textabbildungen)

I. Aufgabenstellung

Bei der mechanischen Aufzeichnung von akustischen Vorgängen auf „Schallplatten" gibt es bekanntlich zwei Methoden: die ursprünglich von Edison und in Amerika neuerdings wieder angewandte Tiefenschrift und die von Berliner erstmals angegebene Seitenschrift. Wie Frederick[1]) feststellte, hat die Tiefenschrift wichtige Vorzüge vor der Seitenschrift. v. Braunmühl und Weber[2]) behaupten aber bei der Erwähnung der neuen amerikanischen Arbeiten mit der Tiefenschrift, „daß die Rückkehr zu der Tiefenschrift nicht für die Verbesserungen verantwortlich gemacht werden kann". Da man also wohl annehmen darf, daß auf dem Gebiet der Theorie der Schallplatte noch manche Unklarheiten vorliegen, erschien es dem Verfasser angebracht, einmal den Abtastvorgang unter idealen Verhältnissen theoretisch zu untersuchen.

Für eine solche theoretische Untersuchung des Abtastvorganges war zunächst die Voraussetzung einer ideal geschnittenen Rille mit glatter Oberfläche notwendig. Der durch eine Ebene, in der die Plattendrehachse liegt, erzeugte Schnitt mit der Rille soll also immer ein Profil mit geradlinigen Flanken ergeben, die den Winkel δ_0 einschließen, wobei die Flanken unten, d. h. in der Nähe ihres Schnittpunktes in einen sie berührenden Kreis übergehen, dessen Durchmesser kleiner oder gleich d ist (vgl. Abb. 1b). Die Nadel trage an ihrem unteren Ende einen Kegel mit dem Winkel $(\delta)_{Nadel}$ dessen Spitze durch das Segment einer Kugel mit dem Durchmesser d ersetzt ist (Abb. 1a).

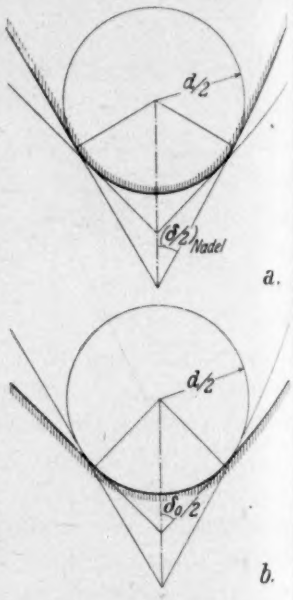

Abb. 1. Das Profil von Rille (*b*) und Nadel (*a*)

Wichtig ist weiter die Annahme, daß keine elastischen und unelastischen Verformungen von Rillen- und Nadeloberfläche auftreten.

Bei der Rechnung wurde schließlich noch vorausgesetzt, daß die Aufzeichnung — wie

---

[1]) H. A. Frederick, Recording and Reproducing Sound. Rev. sc. Instrum. 5 (1934), S. 177—182. ... There appear to be important advantages inherent in the up and down or vertical motion for the record groove as opposed to the sideways or lateral motion. These are associated with the greater positiveness of the driving of the stylus as it is held in contact with the record groove as contrasted with the slippage of the needle across the bottom of the groove with the lateral type. Also the vertical type offers closer groove spacing and greater playing time per square inch of record surface ...

H. A. Frederick, Vertical Sound Records. Recent Fundamental Advances in Mechanical Records on „Wax". J. Soc. Mot. Pict. Eng. 18 (1932), S. 141—152.

H. A. Frederick and H. C. Harrison, Vertically Cut Sound Records. Recent Fundamental Advances in Recording and Reproducing Sound Using Vertical Undulations on a Disk. Trans. Amer. Inst. electr. Eng. (June 1932).

[2]) H. J. von Braunmühl und W. Weber, Einführung in die angewandte Akustik, Leipzig 1936.

üblich[2]) — mit konstanter Schnelle s erfolgt:

$$s = \text{const} \cdot a \cdot f,$$

worin a die geometrische Amplitude und f die Frequenz bedeuten.

Da sich die vorliegende Arbeit zum großen Teil für Probleme bei direkter Wiedergabe vom Wachs beschäftigt, wo im allgemeinen der Drehpunkt des Tonarms parallel zu einem Durchmesser der Platte befördert wird, kann auch angenommen werden, daß die Ankerauslenkung immer in einer Ebene senkrecht zu der Nullinie der Rille liegt, so daß die von E. Löfgren[3]) untersuchten Verzerrungen wegfallen. Außerdem läßt es sich nach J. A. Pierce und F. V. Hunt[4]) leicht einrichten, daß die maximale Verzerrung bei Winkelabweichungen des Abtastorgans unter 5% bleibt.

Zur Vereinfachung der Rechnungen wurde vorausgesetzt, daß weder horizontaler noch vertikaler Plattenschlag vorhanden sei.

II. Das geometrische Problem bei der Seitenschrift

Für die beiden Extremfälle: augenblickliche Auslenkung Maximum und null, ist die Lage der Abtastnadel in der Rille in Abb. 2 für ein Beispiel eingezeichnet. Man erkennt, daß der Mittelpunkt der Abtastkugel in einem Falle höher liegt als im anderen ('pinch' effect[4]) — „Kugel"-Effekt). Der Höhenunterschied ist dabei eine Funktion der Rillenflankensteilheit, d. h. der maximalen Steilheit der aufgezeichneten Sinuskurve, und des Kugeldurchmessers der Nadelspitze. Man sieht weiter, daß ein Grenzfall vorliegt, wo der wirkliche Rillenflankenwinkel (in der Ebene senkrecht zur Sinuskurve im Nullpunkt) gleich dem Kegelwinkel der Abtastnadel wird. Im folgenden sollen nur die Fälle untersucht werden, wo der

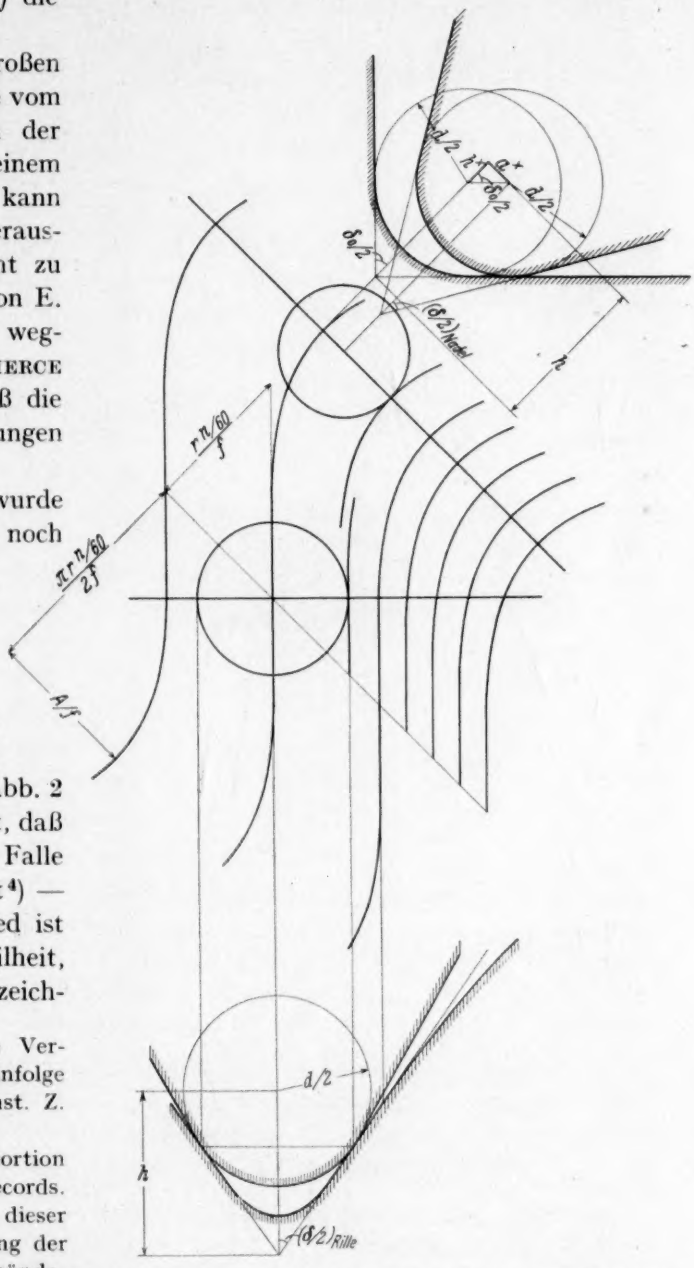

Abb. 2. Zum geometrischen Problem bei der Seitenschrift: Die Lage der Abtastnadel in der Rille an den Stellen: augenblickliche Auslenkung maximum und null

[3]) Erik Löfgren, Über die nichtlineare Verzerrung bei der Wiedergabe von Schallplatten infolge Winkelabweichungen des Abtastorgans. Akust. Z. 3 (1938), S. 350—362.

[4]) J. A. Pierce and F. V. Hunt, On Distortion in Sound Reproduction from Phonograph Records. J. Acoust. Soc. Am. 10 (1938), S. 14—28. In dieser Veröffentlichung wurde während der Abfassung der vorliegenden Arbeit erstmalig auf die Höhenänderung hingewiesen. Während aber dort (bei Seitenschrift) ein Tonabnehmersystem mit (in senkrechter Richtung) unendlich kleiner Trägheit vorausgesetzt wird (. . . an ideal reproducer for lateral cut records must embody sufficient vertical flexibility to enable the stylus to execute this motion faithfully . . .), beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit Effekten, die bei realen Tonabnehmersystemen auftreten.

obige Grenzfall noch nicht oder gerade erreicht ist. Man erhält hierfür folgende Bedingung (Abb. 3a):

$$(1) \qquad \operatorname{tg}\left(\frac{\delta}{2}\right)_{Nadel} \leq \frac{\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2}}{\sqrt{1+\left(\frac{A}{rn/30}\right)^2}},$$

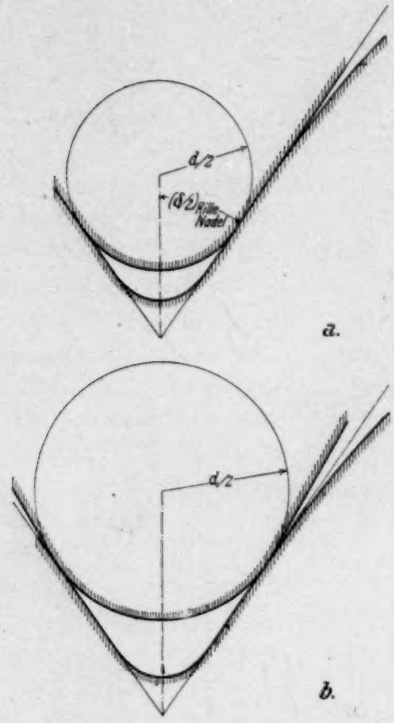

Abb. 3. Der Beginn der Übersteuerung bei der Seitenschrift: a) wegen des Flankenwinkels von Rille und Nadel, b) wegen des Kugeldurchmessers der Nadelspitze

wenn man — außer den oben schon eingeführten Größen δ_0, $(\delta)_{Nadel}$ — unter $\frac{A}{rn/60}$ die oben erwähnte maximale Steilheit des Kurvenzuges versteht,

worin A die „Frequenzamplitude", das Produkt aus Frequenz f und geometrischer Amplitude a,

$rn/60$ die „reduzierte" Umfangsgeschwindigkeit, das Produkt aus Rillenradius r und Umdrehungszahl pro Sekunde $n/60$ (die wirkliche Umfangsgeschwindigkeit v ist bekanntlich um den Faktor 2π größer: $v = 2\pi rn/60$)

bedeuten.

Wie aus Abb. 2 noch zu ersehen ist, sind die Rillenflanken bei dem Schnitt senkrecht zur Sinuskurve im Nullpunkt nur ein Stück (von unten an gerechnet) geradlinig. Der Endpunkt der Geraden ist dabei durch die Eigenschaft festgelegt, daß seine Projektion auf den Grundriß auf derjenigen aller im Grundriß parallel zur Amplitudenrichtung verschobenen Projektionen der „Schichtsinuskurven" liegt, die von der Normalen der mittleren (untersten) Sinuskurve in deren Nullpunkt gerade noch senkrecht geschnitten wird. Wenn man — wie bei Näherungsrechnungen im allgemeinen üblich — die Sinuskurve bis zu dem 4πten Teil ihrer Periodenlänge durch eine Gerade ersetzt, deren Steilheit der Anfangssteilheit der Sinuskurve gleich ist, ergibt sich für die Projektion des Endpunkts des geraden Stücks der Rillenflanke eine einfache Form dieser Bedingung. Für die folgenden Berechnungen sei nun festgesetzt, daß das gerade Stück der Rillenflanke die Führung der Nadelspitze übernehmen soll. Dann ist durch seinen Endpunkt der maximal zulässige Durchmesser der Kugel der Nadel-„spitze" gegeben (Abb. 3b):

$$(2) \qquad \frac{d}{2} \leq \frac{1}{2}\frac{rn/60}{f}\sqrt{1+\left(\frac{rn/30}{A}\right)^2\left(1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}\right)}.$$

In diesem Zusammenhang soll auf die von v. Braunmühl und Weber angegebene Bedingung für den maximalen Radius der Nadel-„spitze" verwiesen werden. Dort wurde die Extremgleichung[5]) erhalten unter der Definition, daß der Radius der Nadelspitze kleiner als der Krümmungsradius des Kurvenzuges ist. Diese Festsetzung gilt jedoch allgemein nur bei Tiefenschrift, bei Seitenschrift nur in dem Spezialfall eines rechteckigen Rillenprofils und einer zylindrischen Nadel, was beides aber in der Praxis nicht in Frage kommt.

In dem durch die Ungl. (1) und (2) bestimmten Bereich gelten die im folgenden angegebenen Beziehungen. Aus einfachen geometrischen Ansätzen erhält man für den oben erwähnten

[5]) Mit dem berechtigten Ansatz, daß die geometrische Amplitude umgekehrt proportional der Frequenz einzusetzen ist, würde das Ergebnis dort wie in Ungl. (24) lauten.

Höhenunterschied h^* der Kugelmittelpunkte (in Abb. 2)

$$h^* = \frac{d}{2}\frac{1}{\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2}}\left[\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}+\left(\frac{A}{r\,n/60}\right)^2}-\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}}\right].$$

Wenn die statische Auflagekraft P_{stat}, wie im Falle unendlich großer Reibung, null wäre, würde der Tonabnehmer infolge seiner Massenträgheit während der ganzen Periode die durch Gl. (3) definierte Höhenlage beibehalten. Die nach unten gerichtete „positive" statische Auflagekraft jedoch erteilt der Tonabnehmermasse eine Abwärtsbeschleunigung b

$$b = \frac{d^2 h}{d t^2}. \tag{4}$$

Um der Wirklichkeit möglichst nahe zu kommen, wird folgender Fall untersucht: Ein mit Masse gleichmäßig behafteter (konstanter Querschnitt, konstante Dichte) Stab vom Gewicht $m \cdot g = G_2$, der an seinem einen Ende eine punktförmige Masse vom Gewicht $M \cdot g = G_1$ trage und dort unabhängig von Höhe und Zeit durch eine (negative) Kraft P entlastet sei, ruhe an seinen Endpunkten auf zwei Schneiden. Zur Zeit $t = 0$ werde die Schneide, in der sich die punktförmige Masse befindet, entfernt, so daß Stab und punktförmige Masse eine Drehung um die noch vorhandene Schneide ausführen. Dort (im Spitzenlager)[6]) wirke eine Reibungskraft, die, wie man bekanntlich bei festen Körpern annehmen kann, in weiten Grenzen unabhängig von der Geschwindigkeit ist; ihre Größe sei im Abstand $r = 1$ vom Drehpunkt gleich P_{reibg}.

Für den Drehwinkel φ läßt sich daher folgende Differentialgleichung aufstellen:

$$\frac{d^2\varphi}{d t^2} = \frac{\left(\frac{m}{2}+M\right)g - P - P_{reibg}}{\Sigma T_0}\, l, \tag{5}$$

worin ΣT_0 die Summe aller Massenträgheitsmomente,
P_{reibg} die oben definierte Reibungskraft,
P die Entlastungskraft,
m die Masse des Stabes,
M die Masse des Massenpunktes,
l die Länge des Stabes

bedeuten.

Die Differentialgleichung (5) hat die Lösung:

$$\varphi = \frac{t^2}{2}\cdot l \cdot \frac{\left(\frac{m}{2}+M\right)g - P - P_{reibg}}{\Sigma T_0}. \tag{6}$$

Für die Fallhöhe $H \doteq 1 \cdot \sin\varphi$ ergibt sich, da bei $\varphi \doteq 0$: $\sin\varphi \doteq \varphi$: also $H \doteq 1 \cdot \varphi$ die Gleichung (7), wenn man die Summe aller Massenträgheitsmomente $\Sigma T_0 = 1^2 \cdot \left(M + \frac{m}{3}\right)$ und $\left(\frac{m}{2}+M\right)\cdot g - P - P_{reibg} = P_{stat}$ einsetzt:

$$H = \frac{t^2}{2}\cdot\frac{P_{stat}}{M+\frac{m}{3}}. \tag{7}$$

Die Fallhöhe Δh während eines Periodenviertels $\Delta t = \frac{1}{4f}$ ist demnach

$$\Delta h = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{4f}\right)^2 \cdot \frac{P_{stat}}{M+\frac{m}{3}}. \tag{8}$$

Ist

$$\Delta h \geq h^*, \tag{9}$$

dann berührt die Nadelspitze an der Stelle maximaler Auslenkung wieder den Rillengrund. Gilt die Ungl. (9) nicht, so werden verschiedene Effekte zu erwarten sein, die den Gegenstand des größeren Teils des folgenden Abschnitts bilden werden.

III. Physikalische Deutung der Ergebnisse des geometrischen Problems bei der Seitenschrift[7])

a) Definition des Begriffes: „Übersteuerung"; praktische Deutung der Übersteuerungsbedingungen

Im vorhergehenden Abschnitt wurden mit Ungl. (1) und (2) zwei Bedingungen erhalten, unter denen die zunächst übersichtlichsten

[6]) Die Reibung auf der schiefen Ebene der Rillenwand kann für die Untersuchung des Abgleitvorganges als zusätzliche Reibung im Spitzenlager angesehen werden.

[7]) $\operatorname{tg}\delta_0/2$ wurde im folgenden gleich 1 gesetzt; mit kleineren Winkeln werden die Verhältnisse ungünstiger.

Verhältnisse vorliegen, nämlich die Abtastung des geraden Teils der Rillenflanke durch die kugelförmige „Spitze" der Nadel. Ungl. (1) ist sehr klar; ihr Inhalt ist in Abb. 4 graphisch dargestellt. Nicht so einfach ist die Ungl. (2)

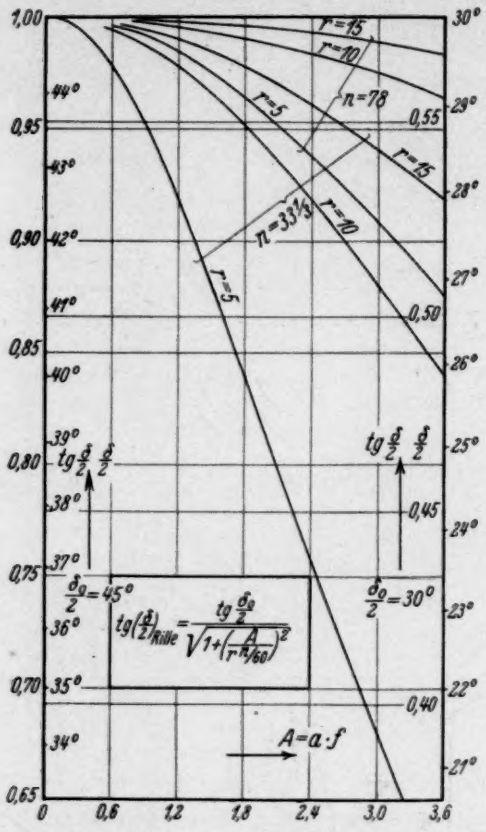

Abb. 4. Der für Übersteuerungsfreiheit bei der Seitenschrift höchstzulässige Nadelflankenwinkel δ in Abhängigkeit von der Frequenzamplitude A (cm/sec) mit den Parametern: Rillenradius r (cm), Umdrehungszahl n (1/min) und Rillenflankenwinkel δ_0

zu deuten; sie ist außerdem noch — im Gegensatz zu (1)[8]) — frequenzabhängig. Ihre graphische Darstellung, welche die Abb. 5, 6 und 7 zeigen, läßt sich daher auch nicht mit nur einer Kurvenschar ausführen; es wurden infolgedessen der höchstzulässige Kugelhalbmesser $(d/2)_{max}$ als Funktion der oberen Grenzfrequenz f_{max} mit der Frequenzamplitude A und der Umdrehungszahl pro Minute n als Parameter (Abb. 5) und der mindestzulässige Radius des Spiegels im Innern der Platte r_{min} als Funktion von f mit A, $d/2$, und n als Parameter (Abb. 6 u. 7) gezeichnet. Man erkennt vor allem, daß es in der Praxis immer schwerer sein dürfte, die Bedingung (2) nicht zu verletzen.

Wenn die Bedingungen (1) und (2) für die Abtastung des geraden Teils der Rillenflanke durch die Abtastkugel nicht mehr erfüllt sind, soll — im Rahmen dieser Ausführungen — eine Übersteuerung vorliegen. Deren genauere Untersuchung wird der Inhalt einer späteren

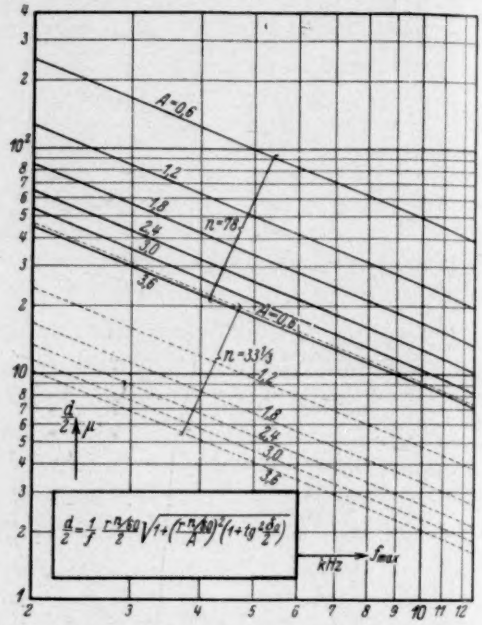

Abb. 5. Der für Übersteuerungsfreiheit bei Seitenschrift höchstzulässige Kugelhalbmesser der Nadelspitze $d/2$ (10^{-4} cm $= \mu$) in Abhängigkeit von der oberen Grenzfrequenz f_{max} (1/sec) mit den Parametern: Frequenzamplitude A und Umdrehungszahl n für einen Rillenradius $r = 5$ cm

Arbeit sein, wo dann auch die Richtigkeit dieser vielleicht willkürlich erscheinenden Festsetzung ausführlich bewiesen werden kann.

b) Entstehung von linearen und nichtlinearen Verzerrungen

Durch Gleichsetzen der Ausdrücke für h^* (Gl. 3) und Δh (Gl. 8) wird die mathematische Formulierung des Grenzfalls erhalten, der dadurch charakterisiert ist, daß die Nadelspitze wegen des Schweregesetzes bei maximaler Auslenkung den Rillengrund eben wieder berührt.

[8]) Weil konstante Schnelle vorausgesetzt ist, fällt bei Gl. (1) die Frequenzabhängigkeit heraus.

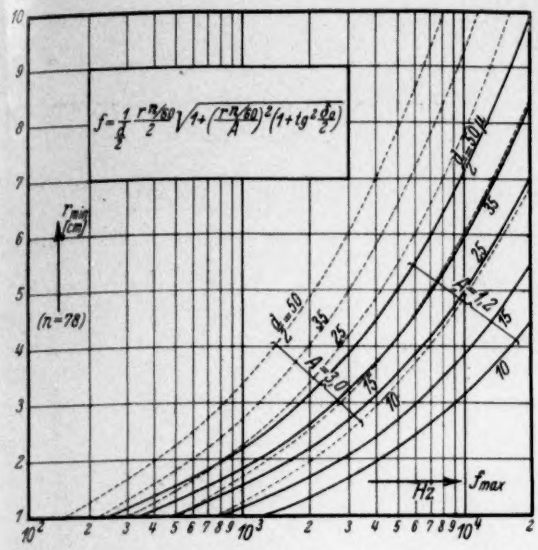

Abb. 6. Der für Übersteuerungsfreiheit bei Seitenschrift mindestzulässige Radius r_{min} des freien Spiegels im Innern der Platte in Abhängigkeit von der oberen Grenzfrequenz f_{max} mit den Parametern: Kugelhalbmesser $d/2$ und Frequenzamplitude A bei einer Umdrehungszahl $n = 78$/min

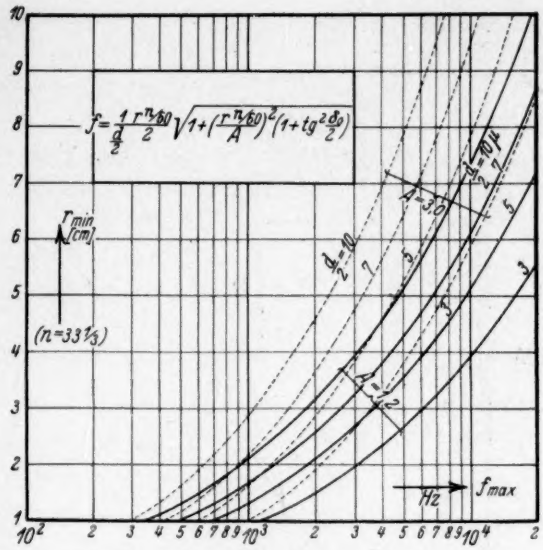

Abb. 7. Der für Übersteuerungsfreiheit bei Seitenschrift mindestzulässige Radius r_{min} des freien Spiegels im Innern der Platte in Abhängigkeit von der oberen Grenzfrequenz f_{max} mit den Parametern: Kugelhalbmesser $d/2$ und Frequenzamplitude A bei einer Umdrehungszahl $n = 33^1/_3$/min

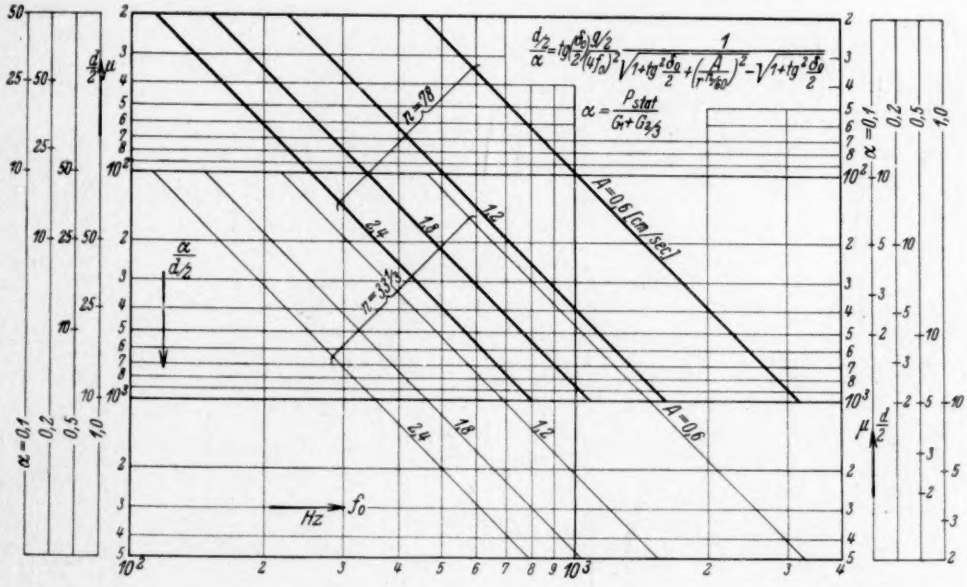

Abb. 8. Die obere Grenzfrequenz f_0 für Freiheit von linearen Verzerrungen bei Seitenschrift in Abhängigkeit vom Kugelhalbmesser $d/2$ und dem Verhältnis α von statischem Auflagedruck P_{stat} und reduziertem Gewicht von Tonabnehmer plus Tonarm $(G_1 + G_2/3)$ mit den Parametern: Frequenzamplitude A u. Umdrehungszahl n. Die Maßstäbe für den Kugelhalbmesser $d/2$ sind links für Umdrehungszahl $n = 78$/min, rechts für $n = 33^1/_3$/min aufgetragen

Ausführlich ist er durch die Gl. (10) beschrieben:

$$\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\frac{\delta_0}{2}+\left(\frac{A}{r\,n/60}\right)^2}-\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\frac{\delta_0}{2}}=\frac{\mathrm{tg}\dfrac{\delta_0}{2}}{2}\,\frac{G/2\;P_{stat}}{d/2\,(4\,f_0)^2\left(G_1+\dfrac{G_2}{3}\right)}. \tag{10}$$

Gl. (10) liefert eine maximale Frequenz f_0, die in Abb. 8 (bei $r = 5$ cm) mit der Frequenzamplitude A als Parameter als Funktion vom Kugelhalbmesser $d/2$ und dem Verhältnis α

$$\alpha=\frac{P_{stat}}{G_1+\dfrac{G_2}{3}}$$

von wirksamem Auflagedruck und Gewicht von Tonabnehmer und -arm gezeichnet ist.

1. Lineare Verzerrungen

Bei Frequenzen $f > f_0$, wo

$$\Delta h < h^* , \tag{11}$$

gilt wegen Gl. (12) für den effektiven Höhenunterschied $\bar{h}$

$$\bar{h} = h^* - \Delta h = \frac{d/2}{\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2}} \left[\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\delta_0}{2} + \left(\frac{A}{r\,n/60}\right)^2} - \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\delta_0}{2}} - \frac{\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2} \cdot P_{stat}}{\frac{d}{2}\,(4f)^2 \left(M + \frac{m}{3}\right)} \right] \tag{12}$$

und Gl. (13) für die Differenz $\bar{a}$ von aufgezeichneter ($a_0 = A/f$) und abgetasteter (a) geometrischer Amplitude (vgl. Abb. 2)

$$\bar{a} = a_0 - a = \bar{h} \operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2} \tag{13}$$

für das Verhältnis η von abgetasteter und aufgezeichneter Amplitude:

$$\eta = \frac{a}{a_0} = 1 - \frac{d/2}{A/f} \left[\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\delta_0}{2} + \left(\frac{A}{r\,n/60}\right)^2} - \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\delta_0}{2}} - \frac{\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2} \cdot P_{stat}}{\frac{d}{2}\,(4f)^2 \left(M + \frac{m}{3}\right)} \right] . \tag{14}$$

Gl. (14) zeigt, daß allein durch den Abtastvorgang lineare Verzerrungen entstehen.

Der Grenzübergang für $A \to 0$ ergibt — was auch sein muß — ein Verschwinden der linearen Verzerrungen:

$$\lim_{A \to 0} \eta = 1 - \frac{\frac{d}{2} \cdot A \cdot f}{(r\,n/60)^2 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\delta_0}{2} + \left(\frac{A}{r\,n/60}\right)^2}} = 1 .$$

Die graphische Auswertung von Gl. (14), bei der die durch Ungl. (1), (2) bestimmten Grenzen eingehalten werden müssen, liefert das Frequenzband der Abtastung einer idealen Schallplatte; Abb. 9 und 10 zeigen einige Beispiele für Reibung unendlich und Abb. 11 für Reibung null.

2. Nichtlineare Verzerrungen

Aus den bisherigen Ausführungen erkennt man, daß außer den schon beschriebenen linearen Verzerrungen auch nichtlineare entstehen können und werden. In der Literatur [9]) wurde als Ursache dieser nichtlinearen Verzerrungen nur die Tatsache genannt, daß „die Mittellinie der Nadel nicht mehr zeitgetreu dem Rillengrund folgt, bzw. seitlich von ihm abweicht". Der Vorgang ist in Wirklichkeit viel komplizierter: Wegen des endlichen Durchmessers des Abtastkreises wird ein (zeitlicher) Teil der Sinuskurve abgetastet, wobei — wie früher auch schon festgestellt wurde [9]) — eine zeitliche Abweichung des Mittelpunktes der Abtastkugel auftritt; die wahrscheinlich [10]) erheblich größere Ursache dürfte in der Tatsache liegen, daß wegen des Abgleitvorgangs auf der „schiefen Ebene" der Rille seitliche Abweichungen entstehen. Es läßt sich — auf Grund der vorliegenden Arbeit — noch nicht übersehen, wie groß die Verzerrungen ober- und unterhalb der durch Gl. (10) definierten Grenzfrequenz sein werden.

c) Entstehung von zusätzlichen dynamischen Auflagedrücken (durch senkrechte Massenbeschleunigung des ganzen Tonarms)

Aus Gl. (3) folgt, daß die Höhe des Kugelmittelpunktes der Nadel„spitze" eine Funktion der maximalen Steilheit des Rillenzuges ist. In dem Teil der Kurve, wo der Absolutbetrag ihres ersten Differentialquotienten abnimmt, erteilt der statische Auflagedruck der gesamten Masse des Tonabnehmers, also auch dem Kugelmittelpunkt der Nadelspitze — wie schon unter II erwähnt — eine Beschleunigung nach unten, woraus sich eine Fallhöhe Δh ergibt. Innerhalb der Zeit, wo der absolute Be-

[9]) Die Verf. der Anm. 1 und 4; weiter: Bartels und Severin, Über die Entwicklung neuer Schallplattenschreiber und Tonabnehmer. Haus-Mitt. Telefunken G. m. b. H. 18 (1937), Nr. 75.

[10]) Die exakten Rechnungen hierüber werden voraussichtlich im Anschluß an die vorliegende Arbeit ausgeführt.

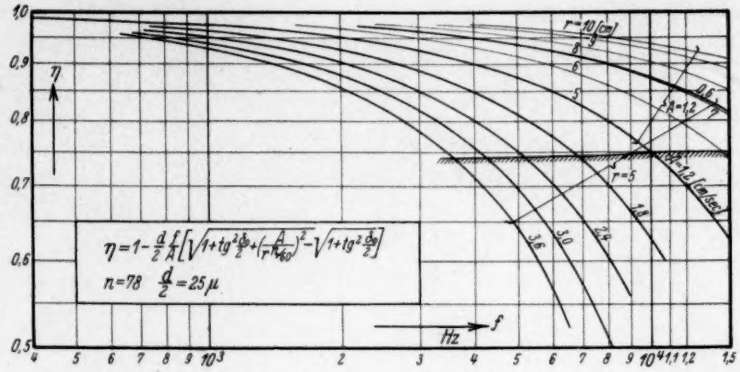

Abb. 9. Das Frequenzband der Abtastung einer Seitenschriftplatte für unendlich große Reibung bzw. statische Auflagekraft null bei einer Umdrehungszahl $n = 78$/min und einem Abtastkugelhalbmesser $d/2 = 25\,\mu = 25 \cdot 10^{-4}$ cm. Dick ausgezogene Kurven: Rillenradius $r = 5$ cm mit der Frequenzamplitude A als Parameter
Dünn ausgezogene Kurven: Frequenzamplitude $A = 1{,}2$ cm/sec mit Rillenradius r als Parameter

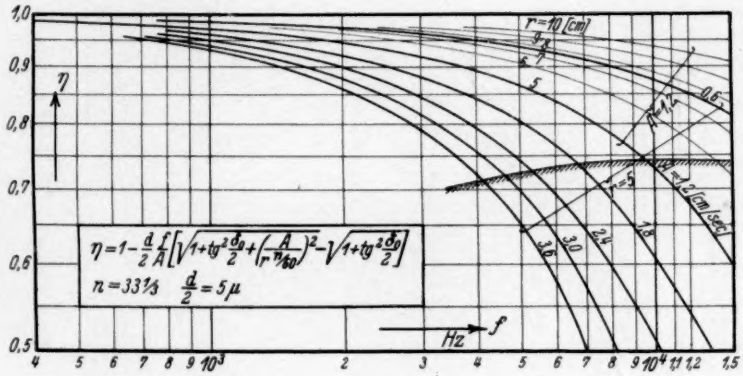

Abb. 10. Das Frequenzband der Abtastung einer Seitenschriftplatte für unendlich große Reibung bzw. statische Auflagekraft null bei einer Umdrehungszahl $n = 33\frac{1}{3}$/min und einem Abtastkugelhalbmesser $d/2 = 5\,\mu = 5 \cdot 10^{-4}$ cm. Dick ausgezogene Kurven: Rillenradius $r = 5$ cm mit der Frequenzamplitude A als Parameter
Dünn ausgezogene Kurven: Frequenzamplitude $A = 1{,}2$ cm/sec mit Rillenradius r als Parameter

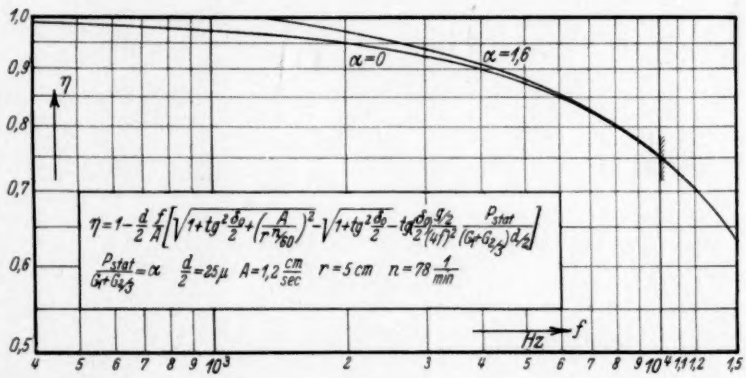

Abb. 11. Das Frequenzband der Abtastung einer Seitenschriftplatte für unendlich große Reibung bzw. statische Auflagekraft null ($\alpha = 0$) und für Reibung bzw. statische Auflagekraft endlich ($\alpha = 1{,}6$) bei Umdrehungszahl $n = 78$/min, Abtastkugelhalbmesser $d/2 = 25\,\mu = 25 \cdot 10^{-4}$ cm, Rillenradius $r = 5$ cm und Frequenzamplitude $A = 1{,}2$ cm/sec

trag des ersten Differentialquotienten zunimmt, muß der Kugelmittelpunkt bis zu der Höhe gehoben werden, die dem folgenden Maximum (Absolutwert) der Steilheit entspricht.

Wegen dieser Bewegung addiert sich zum statischen Auflagedruck P_{stat} ein dynamischer Auflagedruck, der sich aus der dynamischen Grundgleichung (Gl. 15)

$$K_s = m\frac{d^2 s}{d t^2}, \qquad P_{dyn} = m\frac{d^2 h}{d t^2} \tag{15}$$

ergibt.

1. Konstante Amplitude[11])

Bei einer Sinuskurve von konstanter Amplitude und $f \leq f_0$ (Gl. 10) ist die Höhe, um die der Tonabnehmer gehoben werden muß, gleich dem Höhenunterschied h^*. Für den Fall $f = f_0$, wo der Höhenunterschied h^* gleich der Fallhöhe Δh ist, läßt sich der dynamische Auflage-

[11]) Genauer wäre statt Amplitude: maximale Steilheit; der Fall, daß sich die Umfangsgeschwindigkeit innerhalb einer Periode ändert, dürfte aber kaum in Frage kommen.

druck besonders leicht angeben. Bei gleichen Wegen Δh in der gleichen Zeit $\Delta t = \frac{1}{4f}$ erfordert bekanntlich die ungleichförmig beschleunigte Bewegung — die Annahme einer gleichförmig beschleunigten Bewegung wäre in keiner Weise berechtigt — eine maximale Beschleunigung $\varkappa \cdot b$ ($\varkappa > 1$), die größer ist als die Beschleunigung b bei der gleichförmig beschleunigten Bewegung:

$$(16) \qquad b = \frac{d^2h}{dt^2} \doteq \varkappa \frac{2\Delta h}{(\Delta t)^2} \qquad \varkappa > 1 \,.$$

Für den innerhalb des Periodenviertels maximalen totalen Auflagedruck folgt also:

$$(17) \qquad \begin{aligned} (P_t)_{max} &= P_{stat} + \left(\frac{m}{3} + M\right)\frac{d^2h}{dt^2} \\ &\doteq P_{stat}\,(1+\varkappa) \quad \varkappa > 1 \end{aligned}$$

Ist $f < f_0$, dann erhält man die maximale Beschleunigung, indem man in Gl. (16) statt der Fallhöhe Δh den Höhenunterschied h^* aus Gl. (3) einsetzt. Vermutlich wird sie dann (wegen der größeren Zeit) und mit ihr der dynamische Auflagedruck um den Faktor σ ($\sigma > 1$) kleiner:

$$(17a) \qquad (P_t)_{max} = P_{stat}\left(1 + \frac{\varkappa}{\sigma}\right) \qquad \varkappa, \sigma > 1 \,.$$

2. Zunehmende Amplitude[11])

Nimmt die maximale Amplitude der Sinuskurve (wieder $f \leq f_0$) zu, dann entsteht außer dem dynamischen Auflagedruck wegen Gl. (16) ein zusätzlicher wegen des Unterschiedes δh der Höhen nach Gl. (3). $\left(A_2 - A_1 = \text{Amplitudenzunahme in der Zeit } \frac{2}{4f}\right)$

$$(18) \qquad \delta h = \frac{d/2}{\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2}}\left[\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}+\left(\frac{A_2}{r\,n/60}\right)^2} - \sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}+\left(\frac{A_1}{r\,n/60}\right)^2}\right].$$

Die innerhalb des Periodenviertels maximale Beschleunigung beträgt:

$$(19) \qquad \left(\frac{d^2h}{dt^2}\right)_{max} \doteq \frac{\varkappa}{\sigma}\frac{2\Delta h}{(\Delta t)^2} + \lambda\frac{2\delta h}{(\Delta t)^2} \qquad \sigma, \varkappa, \lambda > 1 \,.$$

Für den entsprechenden maximalen totalen Auflagedruck $(P_t)_{max}$ erhält man also:

$$(20) \qquad (P_t)_{max} \doteq P_{stat}\left(1+\frac{\varkappa}{\sigma}\right) + G\frac{\lambda\, 2\delta h\,(4f)^2}{g} \qquad \sigma, \varkappa, \lambda > 1 \,.$$

Es wurde bisher angenommen, daß $f \leq f_0$ (Gl. 10) sei. Ist das nicht der Fall, dann ergibt sich folgendes: Einerseits wird die Fallhöhe Δh größer (bis die Kugel der Nadelspitze von beiden Rillenflanken berührt wird), andrerseits wird die für die Hebung des Tonabnehmers zur Verfügung stehende Zeit kleiner; der dynamische Auflagedruck wird also hier noch größer sein. Bezeichnet man die Fallhöhe mit $\mu \cdot \Delta t$ und die Hubzeit mit $(2-\mu)\cdot\Delta t$ ($\mu > 1$), so ergibt sich allgemein für den maximalen totalen Auflagedruck in den drei verschiedenen Fällen:

$$(21) \qquad \begin{aligned} f < f_0 &: (P_t)_{max} = P_{stat}\left(1+\frac{\varkappa}{\sigma}\right) + \left(G_1 + \frac{G_2}{2}\right)\frac{\lambda\, 2\delta h}{g} \\ f = f_0 &: (P_t)_{max} = P_{stat}\,(1+\varkappa) + \left(G_1 + \frac{G_2}{2}\right)\frac{\lambda\, 2\delta h}{g} \\ f > f_0 &: (P_t)_{max} = P_{stat}\left(1 + \left[\frac{\mu}{2-\mu}\right]^2\varkappa\right) \\ &\qquad + \left(G_1 + \frac{G_2}{2}\right)\frac{\lambda\, 2\delta h}{(2-\mu)} \\ &\qquad \varkappa, \lambda, \mu, \sigma > 1 \,. \end{aligned}$$

Dazu kommt noch wegen der Neigung der Berührungsfläche ($A > 0$) ein Faktor k, der durch die Ungl. (21a) festgelegt ist:

$$(21a) \qquad \frac{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}}}{2\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2}} < k < \frac{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}+\left(\frac{A}{r\,n/60}\right)^2}}{2\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2}} \,.$$

Der gesamte wirksame Auflagedruck kann — wie Gl. (17) zeigt — erheblich größer werden als der statische; bei zunehmender Amplitude ist er außerdem noch stark frequenzabhängig (Gl. 20 u. 21).

Der nun nicht mehr als klein anzusehende Auflagedruck kann und wird — besonders auch wegen seiner Inkonstanz — Schwankungen der Umdrehungszahl, und damit das sog. „Wimmern" hervorrufen.

d) Mangelhafte Führung der Abtastnadel bei abnehmender Amplitude[11])

Nachdem die zunehmende Amplitude ($A_2 > A_1$) als ziemlich überraschende Tatsache einen dy-

namischen Auflagedruck ergeben hat, der ein Vielfaches des statischen betragen kann, läßt sich vermuten, daß auch bei abnehmender Amplitude ($A_2 < A_1$) ungewöhnliche Verhältnisse eintreten. Man erkennt leicht, daß unter Umständen die Nadel nicht mehr vollkommen geführt wird, nämlich dann, wenn die Fallhöhe $(\Delta h)_{2\Delta t}$ während einer Periodenhälfte kleiner als der Höhenunterschied δh bei den Stellen maximaler Steilheit ist. Die Fallhöhe während einer Periodenhälfte ist nach Gl. (7):

$$(22) \qquad (\Delta h)_{2\Delta t} = \frac{P_{stat}}{2\,(2f)^2\left(M + \frac{m}{3}\right)} .$$

Solange die Ungleichung (23)

$$(23) \qquad (\Delta h)_{2\Delta t} < \frac{d/2}{\operatorname{tg}\frac{\delta_0}{2}}\left[\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}+\left(\frac{A_1}{r\,n/60}\right)^2} - \sqrt{1+\operatorname{tg}^2\frac{\delta_0}{2}+\left(\frac{A_2}{r\,n/60}\right)^2}\right]$$

gilt, wird die Nadelspitze nicht während der ganzen Periode geführt; es können dadurch — angeregt durch den Zusammenstoß von Kugel und Rillenwand — Schüttelschwingungen entstehen, deren Frequenz wegen ihres nichtharmonischen Charakters erheblich tiefer als die Schüttelresonanzfrequenz des gesamten Tonarms liegen kann. (Es handelt sich dabei immer noch um Sinuskurven.)

e) Die Abtastung des Korns der Platte: das Störgeräusch

Bisher war vorausgesetzt, daß die Oberfläche der Rille vollkommen glatt sei. In Wirklichkeit muß man sich — wie bekannt — an Stelle einer glatten Oberfläche (in erster Annäherung) eine Schicht nebeneinanderliegender Kugeln verschiedenen Durchmessers denken, durch deren Abtastung dann das Störgeräusch entsteht. Die in Gl. (14) angegebene Frequenzabhängigkeit der Abtastung von aufgezeichneten Sinuskurven gilt nicht — wie man leicht erkennt — für das Korn. Außerdem ist die Abtastung des Korns um so wirksamer, je kleiner der Halbmesser der abtastenden Kugel ist. Nun wird allerdings auch der Höhenabfall für die aufgezeichneten Kurven mit dem abnehmenden Halbmesser der Abtastkugel kleiner. Betrachtet man aber bei kleinen aufgezeichneten Amplituden, wo das Frequenzband auch bei größerem Kugelhalbmesser noch linear ist, das Störgeräusch, so wird man finden, daß es bei größerem Halbmesser der Abtastkugel kleiner ist als bei kleinerem. Es ist also denkbar, daß man unter Umständen mit größerem Halbmesser der Abtastkugel und Senkung der maximalen Steilheit zu größerer Dynamik — bei gleichzeitiger Vergrößerung der Spielzeit — kommt.

Bei kleinen Steilheiten — wo sich bekanntlich ein Störgeräusch besonders bemerkbar macht — ergibt sich aus der Verwendung einer Abtastkugel von kleinerem Durchmesser ein erheblich größeres Störgeräusch, ohne daß das Frequenzband besser zu werden braucht. Damit muß man sich wohl erklären, daß anscheinend (bei größerer Umfangsgeschwindigkeit) Stahlnadeln — bei angenähert gleicher Güte des Frequenzbandes des Tonabnehmersystems — ein kleineres Störgeräusch ergeben als der Saphirstift eines im Handel befindlichen Tonabnehmers.

Dazu kommt noch, daß der starke Abschliff der Rille wegen des zeitweise enorm großen dynamischen Auflagedrucks eine Erhöhung des Störgeräuschs zur Folge zu haben scheint. Tatsächlich können Schallplatten höchstens 2 bis 10mal mit dem oben erwähnten Tonabnehmer mit Saphirstift abgespielt werden; schon da und besonders nach noch mehrmaligem Abspielen kann von zufriedenstellender — um nicht zu sagen guter — Wiedergabe keine Rede mehr sein.

IV. Vergleich der Probleme der Seitenschrift mit denen der Tiefenschrift

a) Das geometrische Problem der Führung der Abtastnadel

Wie in Abschnitt II ausführlich dargestellt wurde, ist bei der Seitenschrift (wegen der kugelförmigen Abtastspitze) mit einer seitlichen Auslenkung des Ankers auch eine Senkrechtbewegung des ganzen Tonarms verbunden (die Traverse sei in senkrechter Richtung unendlich starr).

Im Gegensatz zur Seitenschrift liegen bei der Tiefenschrift (mit sehr kleinen Abweichungen) immer die gleichen Verhältnisse vor. Mit der Auslenkung des Ankers sind hier keinerlei andersgerichtete Bewegungen des Tonarms verbunden. Ein geometrisches Problem in demselben Sinne wie bei der Seitenschrift gibt es also nicht.

b) Definition der Übersteuerung

Der verhältnismäßig komplizierten Definition der Übersteuerung bei der Seitenschrift (Ungl. 1 und 2) steht eine ziemlich einfache bei der Tiefenschrift gegenüber (vgl. Abb. 12a, b). Dort darf der Krümmungsradius des Kurvenzuges — wie bekannt — nicht kleiner als der Radius der Abtastkugel werden. Unter der Annahme konstant geschnittener Schnelle[2]), d. h. Frequenzamplitude $A = a \cdot f = \text{const}$ erhält man:

$$\frac{d}{2} \leq \varrho = \frac{(r\,n/60)^2}{A\,f} \tag{24}$$

In Abb. 13 ist die Ungl. (24) graphisch dargestellt. Die Größe des freibleibenden Spiegels im Innern der Platte wächst proportional mit der Wurzel aus der Grenzfrequenz an[12]) (Abb. 14). Die Größe des Winkels zwischen den Rillenflanken hat keinen Einfluß. Für den Kegelwinkel $(\delta)_{Nadel}$ existiert aber eine Bedingung: In Annäherung ist sie durch die Ungl. (25) gegeben:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\delta}{2}\right)_{Nadel} \leq \frac{A}{r\,n/60}. \tag{25}$$

Aus Abb. 12c erkennt man, daß man damit sicher keinen Fehler macht. Es dürfte allerdings in der Praxis kaum in Frage kommen, daß die Bedingung (25) Bedeutung gewinnt.

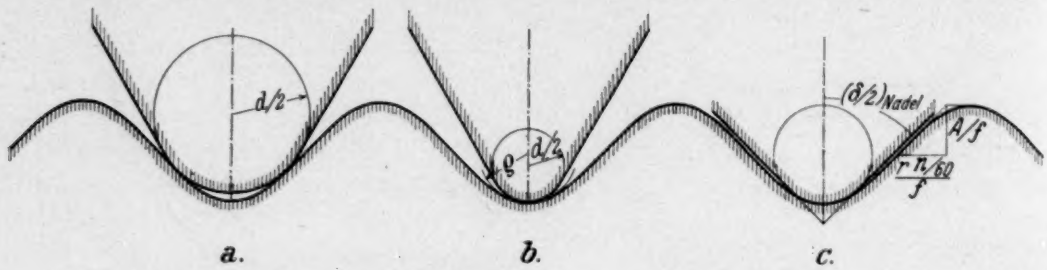

Abb. 12. Die Lage der Nadel in einer Tiefenschriftrille

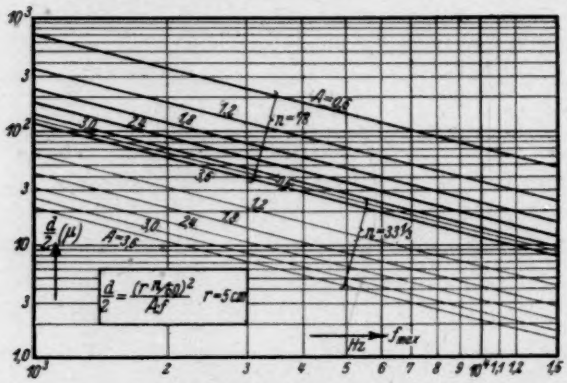

Abb. 13. Der für Überteuerungsfreiheit bei Tiefenschrift höchstzulässige Kugelhalbmesser $d/2$ als Funktion der oberen Grenzfrequenz f_{max} mit den Parametern Umdrehungszahl n und Frequenzamplitude A für einen Rillenradius $r = 5$ cm

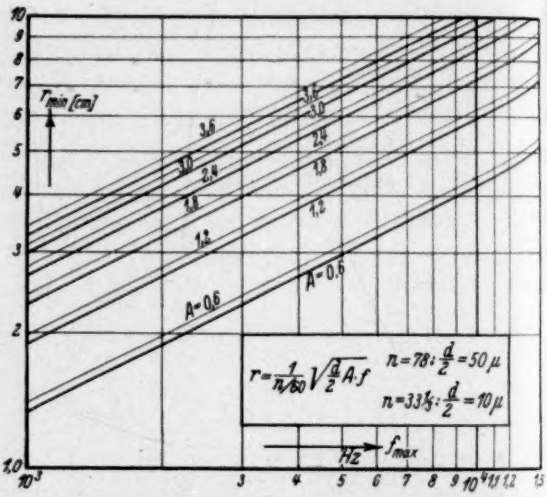

Abb. 14. Der für Übersteuerungsfreiheit bei Tiefenschrift mindestzulässige Radius r_{min} des freien Spiegels im Innern der Platte als Funktion der oberen Grenzfrequenz f_{max} mit den Parametern Frequenzamplitude A und Umdrehungszahl n

[12]) Da von Braunmühl und Weber diese Annahme nicht gemacht haben, tritt dort (S. 113) im Nenner das Quadrat der Frequenz und deswegen die Proportionalität des Durchmessers des Spiegels im Innern der Platte mit der Frequenz auf.

c) Lineare und nichtlineare Verzerrungen

In Abschnitt IIIb wurde gezeigt, wie bei der Seitenschrift allein durch die Senkrechtbewegungen lineare Verzerrungen entstehen. Solche Verzerrungen können bei der Tiefenschrift nicht auftreten, da die Abtastkugel — wie auch schon FREDERICK[1]) feststellte — immer in Berührung mit dem Rillengrund bleibt. Auch die nichtlinearen Verzerrungen durch das Abwärtsgleiten der Abtastkugel auf der Rillenwand haben bei der Tiefenschrift keine Parallele. Lediglich die durch die zeitliche Abweichung der Nadelachse vom Berührpunkt hervorgerufenen nichtlinearen Verzerrungen sind — wenn auch in etwas anderer Art — bei der Tiefenschrift vorhanden.

d) Nichtsinusförmige Kurvenzüge

Einen sehr wichtigen — wenn auch wegen des verhältnismäßig bescheidenen Umfanges der bisher angestellten Rechnungen ziemlich kleinen — Teil der vorliegenden Arbeit bildet die Untersuchung des Abtastvorgangs bei nichtsinusförmigen Kurven. In Abb. 15 sind einige Beispiele gezeichnet, an denen Betrachtungen angestellt werden sollen, die allerdings keinen Anspruch auf Exaktheit haben können.

Es sei — um einen möglichst einfachen Fall zu bekommen — vorausgesetzt, daß die Fallhöhe Δh während eines Periodenviertels (Gl. 8) gegenüber der Größe h^* (Gl. 3) zu vernachlässigen sei, was nach Gl. (10) zutrifft, wenn die Frequenz des zu untersuchenden Kurvenzuges genügend weit oberhalb der dort erhaltenen Grenzfrequenz f_0 liegt.

Zunächst sei nochmals auf die Sinuskurve (*a* in Abb. 15) zurückgegriffen. Man erkennt, daß die Führung der Abtastnadel an den Stellen Auslenkung null von einer Wand auf die andere definiert übergeht. Sinkt der Kugelmittelpunkt der Nadelspitze um ein endliches Stück ($f \doteq f_0$ und $f < f_0$), so wird die Übernahmestelle nach früheren Zeiten verschoben. Daraus folgt schon, daß der Abtastvorgang nicht für alle Frequenzen der gleiche ist.

Weitaus komplizierter liegen die Verhältnisse bei nichtsinusförmigen Kurven. Die Bilder *b* und *c* in Abb. 15 sind Spezialfälle für die Seitenschrift, die Summenkurven aus einer Grundfrequenz und ihrer zweiten Harmonischen mit fast gleichen maximalen Steilheiten, so daß sich ihre Amplituden also umgekehrt wie die Frequenzen (ungefähr) verhalten; bei *b* ist die Phasenverschiebung null, bei *c* gleich einem Periodenviertel. Während die Führungsübernahme bei *c* vollkommen definiert erfolgt, ist das bei *b* — es sei wieder angenommen,

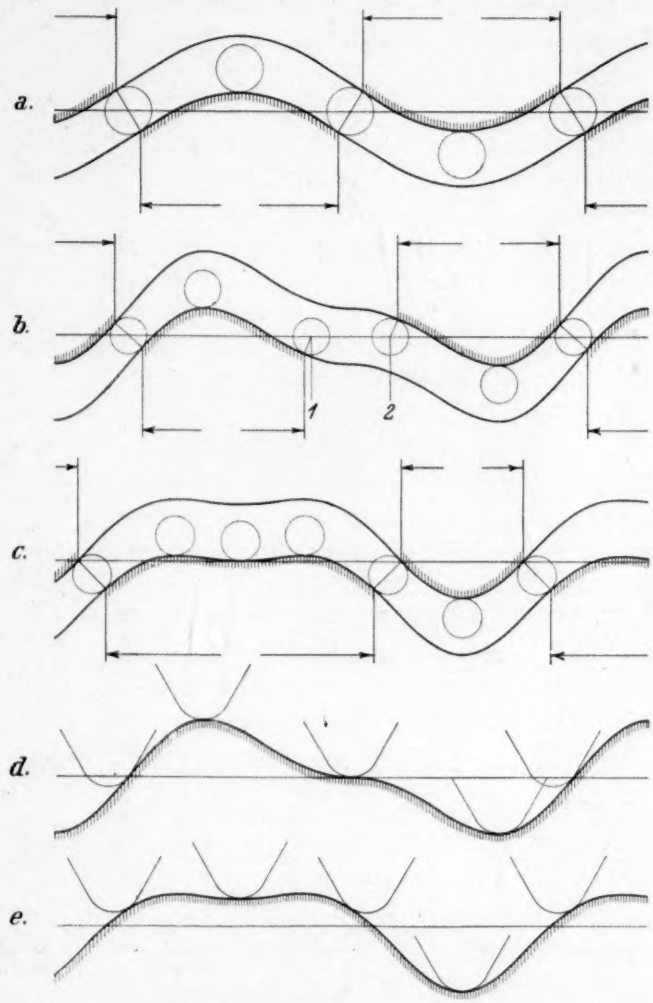

Abb. 15. Einige Beispiele für die Abtastung von nichtsinusförmigen Kurvenzügen bei Seitenschrift und Tiefenschrift im Vergleich zu derjenigen bei sinusförmigem Rillenzug

daß $\Delta h \ll h^*$ — nicht der Fall. In dem Bereich zwischen den Stellen 1 und 2, deren Lage von der maximalen Steilheit des Kurvenzuges und dem Halbmesser der Abtastkugel im wesentlichen abhängt, wird die Nadelspitze entweder überhaupt nicht oder zum mindesten unsicher geführt.

Wegen des Unterschiedes der Abtastvorgänge schon bei so einfachen nichtsinusförmigen Kurven, wie *b* und *c* in Abb. 15, kann also von einer allgemeinen Gültigkeit des Überlagerungsprinzips, die nach FREDERICK[1]) — wie bekanntlich zu allen Übertragungsanlagen — auch zu der fehlerfreien Aufzeichnung und Wiedergabe von akustischen Vorgängen notwendig gehört, bei der Seitenschrift keine Rede sein. Daneben werden ähnliche Schüttelschwingungen wie im Falle der Sinuskurve abnehmender Amplitude auftreten.

Bei der Tiefenschrift — wo man vielleicht anzunehmen geneigt ist, daß hier wegen der Einseitigkeit der Führung der Abtastnadel besonders ungünstige Verhältnisse vorliegen — ist die Abtastung bei einem Frequenzgemisch aber, wie man an den Beispielen *d* und *e* der Abb. 15 leicht ersehen kann, immer dieselbe, unabhängig vom Phasenwinkel der Teilfrequenzen.

e) Auflagedruck und Abschliff

Im Falle der Seitenschrift setzt sich der wirksame „totale" Auflagedruck zusammen aus dem „statischen" Auflagedruck, und dem „dynamischen", dessen Komponenten durch die Massenbeschleunigung des Ankers und hauptsächlich durch die senkrechte Massenbeschleunigung des ganzen Tonarms entstehen. Wie schon in Abschnitt IIIc2 erwähnt, kann der totale Auflagedruck ein Vielfaches vom statischen betragen. Daneben muß noch berücksichtigt werden, daß bei endlichen Amplituden beziehungsweise endlichen maximalen Steilheiten die Berührungsfläche zwischen Nadel und Rille keineswegs so definiert ist wie im Fall der Leerrille. Die zwei theoretisch punktförmigen Berührungsstellen gehen erst durch die Nachgiebigkeit der Materialien in Flächen über, die aber jedenfalls immer kleiner als im Fall der Leerrille sein werden.

Im Gegensatz zur Seitenschrift liegt bei der Tiefenschrift — mit ziemlicher Annäherung — immer ein der Leerrille bei der Seitenschrift ähnlicher, also definierter Fall, vor. Außerdem sind als Komponenten des Auflagedrucks nur die statische und die durch die Massenbeschleunigung des Ankers entstehende dynamische Auflagekraft (die sowohl positiv wie auch negativ sein kann) vorhanden. Es ist erwähnenswert, daß der dynamische Auflagedruck bei den Stellen konvexer Krümmung des Kurvenzuges, wo die Auflagefläche klein ist, negativ und bei konkaver Krümmung, d. h. großer Auflagefläche, positiv ist, so daß ein teilweiser Ausgleich auftritt.

Infolge des erheblich kleineren Auflagedrucks dürfte der Abschliff der Platte bei der Tiefenschrift bedeutend geringer sein als bei der Seitenschrift. An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß die Abschliffversuche bei der Seitenschrift (BARTELS und SEVERIN[9])) nicht einwandfrei sein dürften, da diese Dauerversuche eine Schallplatte mehrmals verwendeten, die wegen Gl. (21) aber schon nach dem ersten Abspielen an Stellen schneller Amplitudenzunahme ziemlich zerstört sein dürfte.

Da bei der Seitenschrift keine Rede von kleinen Auflagedrücken sein kann, ist man auch nicht berechtigt, in Verbindung mit kleinem Nadelabschliff von hoher Lebensdauer der Schallplatten zu sprechen. Im Gegenteil, bei der Seitenschrift wird man immer zu der Wahl eines weichen Nadelmaterials mit großem Abschliff gezwungen sein, wenn man die Platte schonen will. Dabei muß man dann allerdings große Verzerrungen in Kauf nehmen.

f) Das Störgeräusch

Es wurde schon erwähnt, daß das Korn der Platte einen um so größeren Einfluß ausüben kann, je kleiner die Berührungsfläche zwischen Nadel und Rille ist. Da nur bei der Tiefenschrift immer größere Flächen ohne Formänderung erzielbar sind (und darüber hinaus noch die Rillenflanken in Berührung mit den Nadel-

flanken gebracht werden können), folgt daraus, daß bei gleicher Kornbeschaffenheit nur die Tiefenschrift ein Minimum an Störgeräusch ermöglicht (vgl. IIIe).

V. Erweiterung der Betrachtungen auf Fälle außerhalb des untersuchten Bereiches

Für die bisherigen Überlegungen war bei der Seitenschrift vorausgesetzt worden, daß keine übersteuerten Stellen vorkommen. Es muß aber — im Rahmen dieser Arbeit wenigstens oberflächlich — geprüft werden, wie sich die Verhältnisse ändern, wenn die Übersteuerungsbedingungen (1) und (2) nicht mehr gelten.

Wird die wegen (1) höchstzulässige maximale Steilheit des Kurvenzuges überschritten, so geht die Berührungsstelle von Nadel und Rille sprunghaft von der Kugel auf den Kegel über, wo sie um so höher liegt, je kleiner die Frequenz ist. Wegen der Ähnlichkeit aller Rillen mit gleicher maximaler Steilheit tritt jetzt zu der Höhenänderung mit der maximalen Steilheit (d. h. praktisch mit der Amplitude) auch noch eine mit der Frequenz, bzw. der Zusammensetzung des Frequenzgemisches auf. Es dürfte kein besonderer Hinweis nötig sein, daß dann erheblich ungünstigere Verhältnisse — sowohl was lineare und nichtlineare Verzerrungen, als auch was den totalen Auflagedruck betrifft — vorliegen als bei den durch (1) definierten nicht übersteuerten Stellen.

Wie schon zu Anfang dieser Arbeit gesagt, wird in den meisten Fällen vorher schon die Bedingung (2) — wegen des Halbmessers der Abtastkugel — überschritten, so daß dieser Fall der weitaus wichtigere sein dürfte. Wenn auch die Werte der Höhenänderung mit der maximalen Steilheit des Kurvenzuges nach der Übersteuerungsgrenze weniger zunehmen als vorher, so bedeutet das doch keinen Vorteil, da diese Änderung — was schon aus (2) folgt — im Sinne einer Zunahme nach tieferen Frequenzen hin frequenzabhängig ist. Auch bei dieser Übersteuerung ergibt sich also, daß durch Änderungen des aufzunehmenden Frequenzspektrums zusätzliche Höhenänderungen, d. h. zusätzliche Auflagedrücke entstehen und sich wahrscheinlich auch die linearen und die nichtlinearen Verzerrungen ändern.

Bei der Tiefenschrift bedeutet die Überschreitung der Übersteuerungsbedingung (24) eine nicht mehr stetige Abtastung und als Folge davon lediglich eine Zunahme der nichtlinearen Verzerrungen. Die zusätzlichen Änderungen des Auflagedrucks durch die Massenbeschleunigung des Ankers sind nur unwesentlich.

V. Folgerungen für die Entwicklung

Nachdem sich — was den Abtastvorgang bei einer ideal, ja sogar übersteuert geschnittenen Schallplatte betrifft — ergeben hat, daß es keinen Punkt — seien es lineare, nichtlineare Verzerrungen, oder der Auflagedruck und damit der Abschliff von Platte und Nadel, oder sei es das Störgeräusch — gibt, wo nicht die Tiefenschrift der Seitenschrift weit überlegen ist, ist die einzig mögliche Folgerung, die die Entwicklung daraus ziehen müßte, wohl die restlose Abkehr von der Seitenschrift. Es soll zugestanden werden, daß bei der Tiefenschrift die Herstellung einer möglichst fehlerfreien Rille größere Schwierigkeiten bereitet; diese Tatsache darf aber wohl kaum die Entwicklung zu der Wahl der Seitenschrift veranlassen, da diese ja physikalisch mit Fehlern behaftet ist, die wegen ihres Ursprungs nicht beseitigt werden können[13]). Wenn aus irgendwelchen Gründen die bestehende Fabrikation mit Seitenschrift nicht umgestellt werden kann, so müssen aber wenigstens Neuentwicklungen (Langspielschallplatte) mit Tiefenschrift gemacht werden.

Für die bestehende Fabrikation von Seitenschriftplatten kann nur nach einem Minimum der störenden Effekte gesucht werden, indem man folgende Richtlinien befolgt:

1. Unbedingte (möglichst trägheitslose) Einhaltung der Übersteuerungsbedingungen (1) und (2).
2. Um die zusätzlichen Auflagedrücke durch die senkrechte Massenbeschleunigung des Tonarms (Gl. 21) möglichst klein zu halten:

[13]) Von der Verwendung einer Abtastnadel ähnlich dem Schneidstichel sei aus verschiedenen Gründen — auch fabrikatorischen — abgesehen.

Regelung des Anstiegs der Amplitude eines Impulses (dabei muß man in Kauf nehmen, daß der Eindruck unfrischer wird, wenn keine Gegenregelung bei der Wiedergabe in Frage kommt) oder Verkleinerung der Masse des Tonabnehmersystems und -arms bei gleichzeitiger noch erheblich weiter gehender Verkleinerung der Auslenkkraft.

3. Wegen der linearen Verzerrungen muß für Gl. (14) ein Minimum gesucht werden.
4. Es müssen Bedingungen geschaffen werden, damit die Ungl. (23) nicht gilt.
5. Wegen des Störgeräusches muß der Halbmesser der Abtastkugel möglichst groß sein (vgl. IIIe Schluß).
6. Wegen der Ungültigkeit des Überlagerungsprinzips müssen bestimmte Kombinationen von Instrumenten (vielleicht auch bestimmte Instrumente) vermieden und andere bevorzugt werden.

Da die hier angeführten Bedingungen sich teilweise widersprechen, wird die Suche nach den optimalen Aufzeichnungsbedingungen für Seitenschrift erhebliche Arbeit erfordern, ohne daß der Erfolg aber an den mit der Tiefenschrift herankommen wird.

Zusammenfassung

Es wird der Abtastvorgang bei einer ideal (mit konstanter Frequenzamplitude) geschnittenen Schallplatte untersucht, deren Rillenoberfläche ideal glatt sei und durch eine ebenfalls ideale Abtastnadel mit kugelförmiger Spitze von unendlich kleiner Nachgiebigkeit weder elastisch noch unelastisch verformt werde.

Das geometrische Problem bei der Seitenschrift liefert deren — keineswegs leicht übersichtliche — Übersteuerungsbedingungen und eine mit wachsender maximaler Steilheit des Kurvenzuges zunehmende Höhenänderung des Abtastkugelmittelpunktes.

Aus dem geometrischen Problem ergeben sich für die Seitenschrift lineare und nichtlineare Verzerrungen, ein zusätzlicher dynamischer Auflagedruck durch senkrechte Massenbeschleunigung des ganzen Tonarms und damit Tourenschwankungen und vergrößerter Abschliff, und schließlich stellenweise überhaupt keine oder zum mindesten unsichere Führung der Abtastnadel.

Ein Vergleich von Seitenschrift und Tiefenschrift zeigt die Unterlegenheit der Seitenschrift beim Abtastvorgang schon bezüglich des geometrischen Problems und dann besonders wegen der ungünstigeren Folgen der Übersteuerung, wegen der linearen und nichtlinearen Verzerrungen, wegen des vermehrten Auflagedrucks und Abschliffs, wegen des größeren Störgeräuschs und — was vielleicht der wichtigste Nachteil ist — wegen der Ungültigkeit des Überlagerungsprinzips.

(Eingegangen am 14. März 1939.)

Aufbau und Eigenschaften eines veränderbaren akustischen Vergleichswiderstandes

Von K. Schuster und W. Stöhr

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Breslau[1])

(Mit 7 Textabbildungen)

An einen veränderbaren akustischen Widerstand, der bei der Messung akustischer Widerstände nach der Brückenmethode[2]) als Vergleichswiderstand dienen soll, sind bestimmte Anforderungen zu stellen. Im folgenden soll kurz erörtert werden, welche Gesichtspunkte auf Grund dieser Anforderungen beim Bau eines solchen Widerstandes zu berücksichtigen sind.

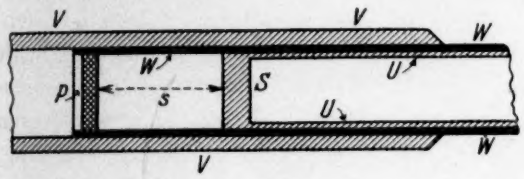

Abb. 1. Aufbau des veränderbaren Widerstandes

Für die Konstruktion bieten sich verschiedene Möglichkeiten. Hier soll aber nur eine spezielle Ausführungsform untersucht werden, die sich bei den bisherigen Messungen durchaus bewährt hat: Der Widerstand besteht hierbei aus einer Schluckstoffprobe P geeigneter Dicke, hinter der sich eine Luftsäule von veränderbarer Länge s befindet (Abb. 1). Die Schluckstoffprobe ist am Ende eines Rohres W („Widerstandsrohr") angeordnet, das genau in das Hauptrohr V der Brückenanordnung eingepaßt ist. Im Widerstandsrohr ist ein weiteres Rohr U verschiebbar angeordnet, das an dem dem Schluckstoff zugekehrten Ende einen harten Stempel S trägt („Stempelrohr"). Der auf eine bestimmte, im Hauptrohr festliegende Fläche F bezogene akustische Widerstand läßt sich durch das Reflexionsvermögen R und den Phasensprung ϑ darstellen. Durch Verschieben des ganzen Widerstandes im Hauptrohr wird für die Bezugsfläche F im wesentlichen nur ϑ geändert. Wenn man den Abstand s verändert, d. h. wenn man das Stempelrohr im Widerstandsrohr verschiebt, ändert sich für F gleichzeitig R und ϑ.

1. Theorie des Vergleichswiderstandes

Abb. 2 zeigt schematisch den Verlauf des Absorptionsvermögens $a = 1 - R$ als Funktion der auf $\frac{\lambda}{4}$ bezogenen Luftsäulenlänge s, wie man ihn bei willkürlich gewählter Schluckstoffprobe

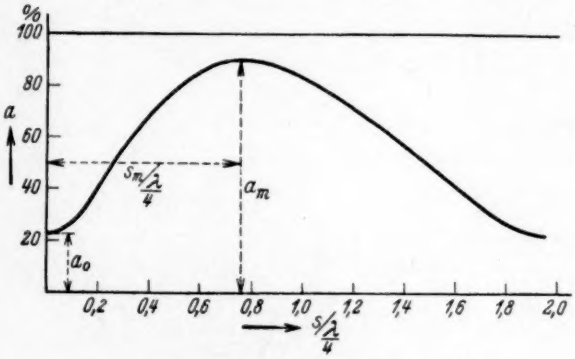

Abb. 2. Verlauf der „Kennlinie" $a\,(s)$

für eine bestimmte Frequenz erhalten würde. Wir wollen die Kurve $a = a\,(s)$ kurz als die „Kennlinie" unseres Widerstandes bezeichnen. Von einem Vergleichswiderstand wird man nun verlangen, daß sich das Absorptionsvermögen in möglichst weiten Grenzen ändern läßt. Insbesondere wird man fordern müssen, daß das maximale, durch eine geeignete Länge s_m einzustellende Absorptionsvermögen a_m nahezu 100%

[1]) Vorgetragen am 12. Juni 1938 auf der Gautagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Breslau.

[2]) K. Schuster, Physik. Z. 35 (1934), S. 408; K. Schuster, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 164; E. Waetzmann, Akust. Z. 3 (1938), S. 1; N. W. Robinson, Philos. Mag. 23 (1937), S. 665.

beträgt. Allgemein läßt sich zeigen, daß es bei vorgegebenem Schluckstoffmaterial für jede Frequenz eine bestimmte Plattendicke gibt, für die a_m gleich 100% wird. Wir wollen diese Plattendicke als die „günstigste Plattendicke" H bezeichnen. Um Klarheit über die Eigenschaften zu gewinnen, die der Vergleichswiderstand bei günstigster Auswahl der Schluckstoffprobe besitzt, soll sein Verhalten im folgenden theoretisch untersucht werden.

Die Schluckstoffprobe bildet einen akustischen Vierpol, dessen Abschlußwiderstand durch die Luftsäulenlänge s gegeben ist. Der resultierende Eingangswiderstand ist zu berechnen. Die physikalischen Eigenschaften der Schluckstoffprobe sind im wesentlichen durch den spezifischen Strömungswiderstand r, die Porosität σ und die Plattendicke h festgelegt[3]). Vernachlässigen wir die Wirkung der Wanddämpfung in der Luftsäule und weiter die Wirkung der Querschnittsänderung zwischen Hauptrohr und Schluckstoffprobe, die durch die Wandstärke des Widerstandsrohres bedingt ist, so erhalten wir gemäß der akustischen Leitungstheorie für den Eingangswiderstand der Schluckstoffprobe:

$$(1)\qquad \frac{z}{c\varrho}=j\cdot\frac{n}{\sigma}\cdot\frac{-\cos\alpha s\cos n\alpha h+\frac{n}{\sigma}\sin\alpha s\sin n\alpha h}{+\cos\alpha s\sin n\alpha h+\frac{n}{\sigma}\sin\alpha s\cos n\alpha h}.$$

Dabei ist $z=\frac{p}{u}$ das komplexe Verhältnis von Schalldruck zu Schallschnelle an der vorderen Oberfläche der Schluckstoffprobe, $c\varrho$ der Wellenwiderstand der Luft, α die Wellenzahl in Luft, $n\alpha$ die Wellenzahl im Schluckstoff. Nach CREMER[4]) ist

$$n=\sqrt{1-j\frac{r}{\omega\varrho}}=\sqrt{1-j\eta}\,.$$

Da der Zusammenhang zwischen z einerseits und R und ϑ andererseits durch die Beziehung gegeben ist:

$$(2)\qquad \sqrt{R}\cdot e^{j\vartheta}=\frac{\frac{z}{c\varrho}-1}{\frac{z}{c\varrho}+1},$$

erhalten wir

$$(3)\qquad \sqrt{R}\cdot c^{j\vartheta}=\frac{-\cos\alpha s\left(j\frac{n}{\sigma}\cos n\alpha h+\sin n\alpha h\right)+\frac{n}{\sigma}\sin\alpha s\left(j\frac{n}{\sigma}\sin n\alpha h-\cos n\alpha h\right)}{-\cos\alpha s\left(j\frac{n}{\sigma}\cos n\alpha h-\sin n\alpha h\right)+\frac{n}{\sigma}\sin\alpha s\left(j\frac{n}{\sigma}\sin n\alpha h+\cos n\alpha h\right)}.$$

Wählen wir $s=s_m$ und h gleich der günstigsten Dicke H, so wird das Reflexionsvermögen $R=0$; somit muß dann der Zähler der rechten Seite verschwinden:

$$(4)\qquad \operatorname{cotg}\alpha s_m=\frac{n}{\sigma}\cdot\frac{j\frac{n}{\sigma}\sin n\alpha H-\cos n\alpha H}{j\frac{n}{\sigma}\cos n\alpha H+\sin n\alpha H}.$$

Die linke Seite dieser Gleichung ist reell, die rechte komplex; bezeichnen wir die rechte Seite mit $F(H)+jG(H)$, so erhalten wir demnach die beiden Gleichungen

$$(5)\qquad G(H)=0;\quad F(H)=\operatorname{cotg}\alpha s_m.$$

Die beiden Gleichungen (5) sind unsere Bestimmungsgleichungen für die unbekannten Größen H und s_m. Mit den Abkürzungen

$$u=\alpha H\sqrt{+\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\sqrt{1+\eta^2}};\quad v=\alpha H\sqrt{-\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\sqrt{1+\eta^2}};\quad w=\sigma\alpha H$$

nehmen die Gleichungen (5) die Form an:

$$(6)\qquad \begin{aligned} &u\cdot[(u^2+v^2+w^2)\,\mathfrak{Sin}\,2v+2wu\,\mathfrak{Cof}\,2v]+v\cdot[(u^2+v^2-w^2)\sin 2u+2wv\cos 2u]=0,\\ &w\operatorname{cotg}\alpha s_m=\frac{u\cdot[(u^2+v^2-w^2)\sin 2u+2wv\cos 2u]-v\,[(u^2+v^2+w^2)\,\mathfrak{Sin}\,2v+2wu\,\mathfrak{Cof}\,2v]}{(u^2+v^2-w^2)\cos 2u+(u^2+v^2+w^2)\,\mathfrak{Cof}\,2v-2wv\sin 2u+2wu\,\mathfrak{Sin}\,2v}. \end{aligned}$$

[3]) Die scheinbare Erhöhung der mittleren Luftdichte in den Kanälen, die Frequenzabhängigkeit von r und andere Feinheiten in der akustischen Theorie der porösen Stoffe sollen zunächst unberücksichtigt bleiben.

[4]) L. CREMER, Elektr. Nachr.-Techn. 10 (1933), S. 242, und 12 (1935), S. 333.

Entwickelt man die trigonometrischen und hyperbolischen Funktionen, so ergibt sich

$$\alpha H = \frac{\sigma}{\eta} + \frac{\sigma^3}{\eta^3}\cdot\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{5}\sigma^2\right) + \frac{\sigma^5}{\eta^5}\cdot\left(\frac{4}{15} - \frac{20}{63}\sigma^2 + \frac{31}{315}\sigma^4\right) + \cdots \tag{7a}$$

$$\operatorname{cotg}\alpha s_m = \frac{1}{\eta}\cdot\left(1 - \frac{1}{3}\sigma^2\right) + \frac{1}{\eta^3}\cdot\left(\frac{2}{3}\sigma^2 - \frac{3}{5}\sigma^4 + \frac{13}{90}\sigma^6\right) + \cdots \tag{7b}$$

Da $\alpha = \frac{\omega}{c}$ und $\eta = \frac{r}{\omega\varrho}$ ist, wird nach Gleichung (7a) in erster Näherung

$$H r = \sigma c \varrho . \tag{8}$$

Diese Beziehung wurde schon vor längerer Zeit von WINTERGERST[5]) im Zusammenhang mit der Schallschluckung von Stoffbespannungen abgeleitet. Die der ersten Näherung zugrunde liegende Annahme $\eta \gg 1$ ist aber bei den Schluckstoffproben, die für den Einbau in den Vergleichswiderstand in Frage kommen, meistens nicht erfüllt; deshalb wurde die Näherung weitergetrieben. Es zeigt sich aber, daß auch bei Werten von η, die nur wenig größer als 1 sind, der Unterschied zwischen den nach der genaueren Lösung (7a) und den nach der Näherungslösung (8) berechneten günstigsten Plattendicken gering ist. Um bei der Konstruktion eines Vergleichswiderstandes einen Anhalt für die zu wählende Dicke der vorgegebenen Schluckstoffprobe zu gewinnen, kann man also durchaus Gl. (8) benutzen.

Gemäß der genaueren Lösung (7a) ist die günstigste Plattendicke H in bestimmter Weise frequenzabhängig. Eine bestimmte Schluckstoffprobe kann also nur für eine einzige Frequenz die günstigste Dicke besitzen; bei dieser Frequenz würde für $s = s_m$ die Absorption genau 100% betragen. Da man aber einen mit einer bestimmten Schluckstoffprobe ausgestatteten Vergleichswiderstand in einem möglichst weiten Frequenzbereich benutzen will, taucht die Frage auf, welche Nachteile die in Kauf zu nehmende Abweichung der wirklichen Dicke h von der günstigsten Dicke H mit sich bringt. Nach Gl. (7a) ist die Abweichung in einem Frequenzbereich von mehreren 1000 Hz sehr gering, wenn der Strömungswiderstand nicht zu klein ($r > 20\ C\,G\,S$) ist. Es wäre aber durchaus denkbar, daß auch eine geringe Abweichung schon ein starkes Absinken der maximalen Absorption a_m zur Folge hätte. Wie die Versuche zeigen und wie man auch rechnerisch nachweisen kann, ist das aber tatsächlich nicht der Fall. Wenn für eine vorgegebene Frequenz die wirkliche Dicke von der günstigsten um 20% abweicht, sinkt nach der Berechnung die maximale Absorption a_m von 100% auf etwa 99%. Es lassen sich daher mit ein und derselben Schluckstoffprobe bei nicht zu kleinem Strömungswiderstand in einem Frequenzbereich von mehreren 1000 Hz Absorptionsvermögen über 99% einstellen.

Durch Gl. (7b) wird in der Kennlinie $a = a\,(s)$ die Lage des Absorptionsmaximums bei günstigster Plattendicke bestimmt, d. h. diejenige Luftsäulenlänge s_m, für die $a = 100\%$ wird. Man findet in der Literatur öfters den Hinweis, daß $s_m = \frac{\lambda}{4}$, also $\alpha s_m = \frac{\pi}{2}$ sei. Wie Gl. (7b) lehrt, besteht dieser einfache Zusammenhang aber nur im Grenzfall $\eta \gg 1$; dann wird nämlich $\operatorname{cotg}\alpha s_m = 0$ oder $s_m = \frac{\lambda}{4}$. In Wirklichkeit kann s_m durchaus beträchtlich vom Wert $\frac{\lambda}{4}$ abweichen. Beispielsweise erhält man für $\eta = 3$ und $\sigma = 0{,}8$ den Wert $s_m = 0{,}822 \cdot \frac{\lambda}{4}$. Abb. 3 zeigt die bei 960 Hz gemessenen Kennlinien dreier Schluckstoffproben mit günstiger Plattendicke. Es handelt sich bei Kurve a um einen Wollfilz ($r \sim 50\ C\,G\,S$; $\sigma \sim 0{,}8$)[6]), bei Kurve b um eine Calitplatte[7]) ($r \sim 20\ C\,G\,S$; $\sigma \sim 0{,}1$), bei der Kurve c um die DYCKERHOFF-Akustikplatte A

[5]) E. WINTERGERST, Schalltechn. 6 (1933), S. 5.

[6]) Angegeben ist die Volumenporosität. Die in die Rechnung eingehende Flächenporosität ist im allgemeinen kleiner. In besonders starkem Maße ist dies bei der „Akustikplatte" der Fall.

[7]) Die Plättchen bestehen aus in sich dichten, mit einem Teil ihrer Oberfläche ineinander gefritteten Calitkörnchen. Sie wurden von der Firma Hescho, Hermsdorf/Thür. hergestellt, der für ihre Bemühungen bestens gedankt sei.

($r \sim 10$ *CGS*; $\sigma \sim 0{,}65$). Daß die Plattendicken günstige Werte hatten, erkennt man daraus, daß die maximale Absorption nahezu

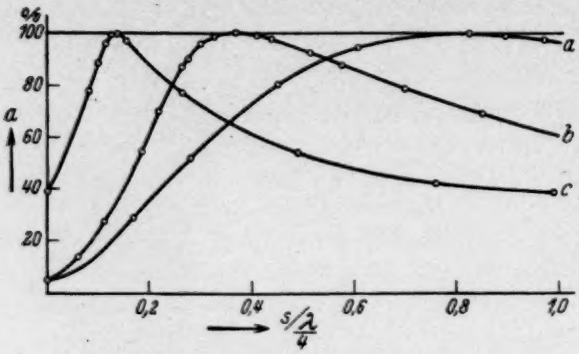

Abb. 3. Kennlinien dreier Schluckstoffproben

100% beträgt. Die Messungen zeigen, wie stark die Werte für s_m von $\frac{\lambda}{4}$ abweichen können. Für die bei $s = \frac{\lambda}{4}$ auftretende Reflexion liefert die Rechnung in erster Näherung ($\eta \gg 1$) den Ausdruck:

$$R_{\frac{\lambda}{4}} = \frac{1}{4\eta^2} \cdot \left(1 - \frac{2}{3}\sigma^2 + \frac{1}{9}\sigma^4\right). \tag{9}$$

Berücksichtigt man in Gl. (7b) nur das erste Glied der Reihenentwicklung, so erhält man einen linearen Zusammenhang zwischen $\operatorname{cotg} \alpha s_m$ und ω, da ja $\frac{1}{\eta} = \frac{\omega \varrho}{r}$ ist. Das Verhältnis $\frac{s_m}{\frac{\lambda}{4}}$ verschiebt sich also mit wachsender Frequenz zu kleineren Werten. In Abb. 4 ist der Verlauf von $\operatorname{cotg} \alpha s_m$ mit der Frequenz für die oben erwähnte Filzplatte (Kurve *a*) und die Calitplatte (Kurve *b*) wiedergegeben, wie er sich auf Grund von Messungen darstellt. Beim Filz ist das lineare Gesetz sehr gut erfüllt, beim Calit dagegen nicht. Wodurch das abweichende Verhalten der Calitplatte zu erklären ist, wurde nicht untersucht. Daß die Gl. (7b) nur für eine einzige Frequenz streng gilt, nämlich für diejenige, für die die Plattendicke genau den günstigsten Wert H besitzt, dürfte jedenfalls keine Rolle spielen, da, wie wir oben gesehen haben, die Abweichungen von der günstigsten Dicke nur gering sind. Die Hinzunahme des nächsten Gliedes der Reihenentwicklung (7b) würde eine Krümmung der Kurve nach oben liefern. Infolge der geringen Porosität der benutzten Calitplatte ($\sigma \sim 0{,}1$) ist aber dieses Glied und alle folgenden zu vernachlässigen.

Außer der Größe und Lage der maximalen Absorption spielt für das Verhalten des Vergleichswiderstandes noch diejenige Absorption a_0 eine Rolle, die bei der Einstellung $s = 0$ auftritt. Sie wird im wesentlichen die minimale Absorption darstellen und daher für die Ausdehnung des Meßbereichs nach kleinen Absorptionen hin ausschlaggebend sein. Aus dem Meßbeispiel Abb. 3 geht hervor, daß Schluckstoffproben günstigster Plattendicke aus verschiedenem Material im allgemeinen auch verschiedene a_0-Werte besitzen. Wegen des hohen Wertes von a_0 würde sich die Akustikplatte zur Verwendung im Vergleichswiderstand nicht gut eignen. Wenn wir für Schluckstoffproben gün-

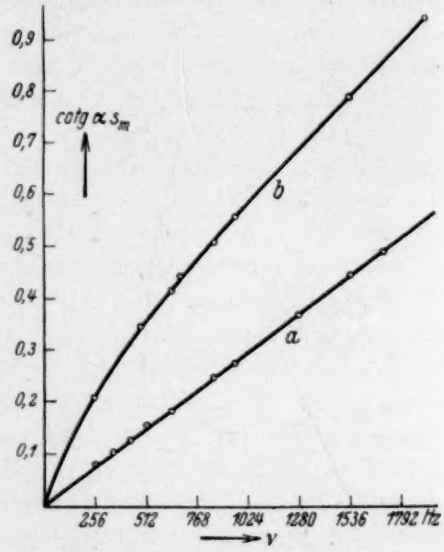

Abb. 4. Verschiebung des Absorptionsmaximums mit der Frequenz

stigster Dicke berechnen wollen, in welcher Weise a_0 von den Materialeigenschaften abhängt, haben wir von der allgemeinen Gl. (3) auszugehen und $s = 0$ zu setzen:

$$\sqrt{R} \cdot e^{j\vartheta} = \frac{n\alpha h \cos n\alpha h - j\sigma\alpha h \sin n\alpha h}{n\alpha h \cos n\alpha h + j\sigma\alpha h \sin n\alpha h}. \tag{10}$$

Entwickelt man wieder die trigonometrischen Funktionen und setzt h gleich der günstigsten Dicke H, also in erster Näherung $\alpha H = \frac{\sigma}{\eta}$, so erhält man als erste Näherung

$$R_0 = 1 - \frac{4}{3}\frac{\sigma^4}{\eta^2}; \quad a_0 = \frac{4}{3}\frac{\sigma^4}{\eta^2}. \tag{11}$$

Bei günstigster Plattendicke wird a_0 um so kleiner, je kleiner die Porosität und je größer der Strömungswiderstand ist. Der hohe Wert von a_0 bei der Akustikplatte ist durch den kleinen Strömungswiderstand ($r = 10\ C\,G\,S$) bedingt. Zur Benutzung im Vergleichswiderstand eignen sich daher am besten Materialien mit kleiner Porosität und hohem Strömungswiderstand. Nach Gl. (8) besitzen solche Stoffe eine verhältnismäßig geringe günstigste Plattendicke H. Sie darf aber auch nicht zu gering sein. Denn sonst beginnt die Schluckstoffplatte merklich zu schwingen, was sich auf die Eigenschaften des Vergleichswiderstandes ungünstig auswirkt. Eine Plattendicke von etwa 1 mm sollte nicht unterschritten werden.

Berücksichtigt man in der Rechnung die Tatsache, daß die mittlere Luftdichte in den Poren eine scheinbare Erhöhung (etwa um den Faktor 2) erfährt, macht man also zwischen der normalen Luftdichte ϱ_0 und der Luftdichte im Schluckstoff ϱ einen Unterschied, so nehmen die mitgeteilten Formeln (7a), (7b), (11) und (9) in erster Näherung folgende Gestalt an:

$$H r = \sigma c \varrho_0 , \tag{12}$$

$$\operatorname{cotg} \alpha s_m = \frac{\omega \varrho}{r} \cdot \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\varrho_0}{\varrho} \cdot \sigma^2\right), \tag{13}$$

$$R_0 = 1 - \frac{4}{3} \sigma^4 \cdot \frac{\omega^2 \varrho_0^2}{r^2} , \tag{14}$$

$$R_{\frac{\lambda}{4}} = \frac{\omega^2 \varrho^2}{4 r^2} \cdot \left(1 - \frac{2}{3} \frac{\varrho_0}{\varrho} \sigma^2 + \frac{1}{9} \frac{\varrho_0^2}{\varrho^2} \sigma^4\right). \tag{15}$$

In den Formeln für H und R_0 kommt also die Wirkung der scheinbaren Erhöhung der Luftdichte in erster Näherung überhaupt nicht zum Ausdruck. Wohl aber hat sie einen Einfluß auf die Lage des Absorptionsmaximums (13) und auf das Reflexionsvermögen bei $s = \frac{\lambda}{4}$. Die anderen, oben erwähnten Feinheiten der Theorie der Schluckstoffe sind praktisch zu vernachlässigen.

Mit Hilfe der hier angegebenen Rechnung gewinnt man einen klaren Überblick über das Verhalten unserer Schluckstoffprobe. Man braucht beim Bau eines veränderbaren Vergleichswiderstandes nicht mehr blindlings zu probieren, um die günstigste Stärke eines vorgegebenen Schluckstoffes herauszufinden. Es ist auch durchaus möglich, den ganzen Verlauf der Kennlinie für jede Frequenz zu berechnen, und man könnte daran denken, durch eine solche Berechnung die experimentelle Eichung des Widerstandes zu ersparen. Aber einmal haben wir am Meßbeispiel Abb. 4 gesehen, daß die hier benutzte elementare Theorie der porösen Stoffe nicht immer ausreicht, um die Erscheinungen vollkommen richtig wiederzugeben, und außerdem werden die Formeln, die man erhält, sehr unhandlich. Die Durchrechnung der Kennlinie hat im Falle des Wollfilzes gezeigt, daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment gut ist, wenn man die scheinbare Erhöhung der Luftdichte in den Poren und den zwischen Hauptrohr und Filzprobe vorhandenen Querschnittsunterschied berücksichtigt.

2. Eichung des Vergleichswiderstandes

Wenn der beschriebene veränderbare Widerstand als Vergleichswiderstand in der akustischen Meßbrücke benutzt werden soll, müssen a (bzw. R oder $\sqrt{R}$) und ϑ als Funktionen von s für jedes ω bekannt sein. Die Eichung könnte nach irgendeinem der üblichen elektroakustischen Verfahren zur Messung akustischer Impedanzen vorgenommen werden. Es würde aber den Wert der Brückenmethode herabsetzen, wenn man zur Eichung des Vergleichswiderstandes sowieso eine elektroakustische Meßanordnung benötigen würde. Deshalb sei im folgenden eine einfache und sehr genaue Eichmethode beschrieben, die mit Hilfe der Brückenanordnung selbst durchgeführt wird. Sie beruht auf dem Vergleich des zu eichenden Widerstandes mit dem Eingangswiderstand hart abgeschlossener Rohre.

Ist ein Rohr von der Länge l mit einem akustischen Widerstand abgeschlossen, dessen Reflexionsvermögen R_2 und dessen Phasensprung ϑ_2 beträgt, so gelten entsprechend der akustischen Leitungstheorie für den Eingangswiderstand des Rohres (Reflexionsvermögen R_1, Phasensprung ϑ_1) die Beziehungen:

$$\begin{aligned} R_1 &= R_2 \cdot e^{-4\beta l} \\ \vartheta_1 &= \vartheta_2 - 2\alpha l \pm 2n\pi . \end{aligned} \tag{16}$$

Dabei ist β die Konstante der Rohrdämpfung.

Es ist durch genaue Messungen[8]) erwiesen, daß die wahren β-Werte um 15% über den nach der KIRCHHOFFschen Formel berechneten liegen. Die wahren β-Werte sind demzufolge durch die Formel bestimmt:

$$\beta = 3{,}3 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\sqrt{\nu}}{A} \cdot (1 + 0{,}0012\, t), \tag{17}$$

wobei ν die Frequenz, A den Rohrradius und t die Celsiustemperatur bedeuten.

Wird das Rohr hart abgeschlossen, so folgt aus (16):

$$R_1 = e^{-4\beta l} \text{ oder } a_1 = 1 - e^{-4\beta l}$$
$$\vartheta_1 = -2\alpha l \pm 2n\pi. \tag{18}$$

Beispielsweise beträgt bei 960 Hz und $l = 100$ cm die Eingangsabsorption a_1 bei einem Rohrdurchmesser von 1 cm 56,6%, bei einem Rohrdurchmesser von 2 cm 34,1%, bei einem Rohrdurchmesser von 3 cm 24,3%. Zur Eichung setzt man nun das hart abgeschlossene Rohr („Vergleichsrohr") an das eine Ende des Hauptrohres der Brückenanordnung an; sein Durchmesser muß gleich dem des Hauptrohres sein. Mit dem zu eichenden veränderbaren Widerstand wird jetzt der Abgleich erzielt. Von der Mitte der Brückenanordnung habe der harte Abschluß des Vergleichsrohres den Abstand b, die Vorderfläche der Schluckstoffprobe nach dem Abgleich den Abstand d. Bei völliger Symmetrie der Brückenanordnung ergibt sich dann für den Eingangswiderstand der Schluckstoffprobe:

$$R = e^{-4\beta(b-d)}$$
$$\vartheta = -2\alpha(b-d) \pm 2n\pi. \tag{19}$$

Die ganze Zahl n ist immer so zu wählen, daß ϑ zwischen 0° und 360° liegt. Da β bekannt ist und $(b-d)$ sich leicht messen läßt, erhalten wir auf einfache Weise diejenigen Werte für R und ϑ, die dem beim Abgleich eingestellten s entsprechen. Man kann sich leicht davon überzeugen, daß sich so für eine Anzahl bestimmter diskreter Werte von s die Eichung durchführen läßt: Denken wir daran, daß infolge des Aufbaues des Vergleichswiderstandes R und ϑ als Funktionen von s gegeben sind, so können wir die Gleichungen (19) als Bestimmungsgleichungen für die beiden Unbekannten s und $(b-d)$ auffassen. Entsprechend den verschiedenen Werten, die n annehmen kann, erhalten wir als Lösungen eine Reihe diskreter Wertepaare s_n und $(b-d)_n$. Für die Eichung unseres Vergleichswiderstandes genügt es völlig, die Werte von R und ϑ für diskrete Werte von s zu kennen.

Um anschaulich zu zeigen, daß die Eichung auf die beschriebene Weise nur für bestimmte Werte s_n durchgeführt werden kann, verfährt man am besten folgendermaßen: Man zeichnet in die Impedanzebene erstens den Verlauf des Eingangswiderstandes der Schluckstoffprobe bei Änderung von s und zweitens den Verlauf des Eingangswiderstandes eines hart abgeschlossenen Rohres bei Änderung seiner Länge ein. Wir wollen dabei nicht Realteil und Imaginärteil als kartesische Koordinaten auftragen, sondern $\sqrt{R}$ als Radiusvektor und ϑ als Polarwinkel (Abb. 5). Wir haben es also mit der durch Gl. (2) vermittelten Abbildung der gewöhnlichen Impedanz-Halbebene auf das Innere des Kreises $\sqrt{R} = 1$ zu tun. Die Impedanzkurve der Schluckstoffprobe ist dann in grober Annäherung ein Kreis, der für $s = s_m$ durch den Koordinatenursprung geht und für $s = 0$ fast den Kreis $R = 1$ berührt. Die Impedanzkurve des Rohres ist eine Spirale um den Koordinatenursprung, deren Windungen um so enger verlaufen, je kleiner β ist (in Abb. 5 nicht eingezeichnet). Nur dort, wo beide Eingangswiderstände gleich sind, d. h. in den Schnittpunkten der Impedanzkurven, ist ein Abgleich möglich. Die den Schnittpunkten entsprechenden s-Werte sind unsere Werte s_n.

Will man auf die angegebene Art die Eichung auch für hohe Absorptionen durchführen, so muß man dem hart abgeschlossenen Vergleichsrohr beträchtliche Längen geben. Man kann diese Schwierigkeit aber umgehen, wenn man die Eichung für 2 Vergleichswiderstände gleichzeitig vornimmt. Nennen wir die beiden Widerstände I und II. Mit Hilfe eines kurzen hart abgeschlossenen Rohrstückes können wir zunächst für den Widerstand I einen Eichpunkt bei geringer Absorption erhalten ($s = s_1$). Den auf die geeichte Luftsäulenlänge s_1 eingestellten

[8]) E. WAETZMANN und L. KEIBS, Ann. Physik (5) 22 (1935), S. 247; H. OBERST, Akust. Z. 2 (1937), S. 76; zum gleichen Resultat kamen auch die Verf. bei β-Messungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit.

Widerstand I bringen wir nun an die Stelle des harten Rohrabschlusses und gleichen mit Hilfe des Widerstandes II ab. Das jetzt mit dem Widerstand I abgeschlossene Rohrstück wirkt wie ein hart abgeschlossenes Rohrstück von entsprechend größerer Länge. Wir erhalten daher für den Widerstand II einen Eichpunkt mit größerer Absorption; bei der Auswertung sind jetzt nicht mehr die Gleichungen (18) bzw. (19), sondern die allgemeineren Gleichungen (16) zugrunde zu legen. Bei der nächsten Messung läßt man den Widerstand II in seiner gerade geeichten Einstellung den Abschluß des Vergleichsrohres bilden und führt den Abgleich wieder mit Widerstand I durch usw. Auf diese Weise kann man die Eichung bis zu beliebig hohen Absorptionen vornehmen, ohne ein langes Rohr benutzen zu müssen.

3. Spezielle Fragen

Mißt man mit einem Vergleichswiderstand, dessen Schluckstoffprobe entsprechend dem unter 1 Gesagten ungefähr die „günstigste" Dicke besitzt, einen Widerstand geringer Absorption (etwa $a < 20\%$) aus, so treten beim Abgleich gewisse Schwierigkeiten auf: Sucht man den Abgleich durch Änderung von s (Verschiebung des Stempelrohres bei festgehaltenem Widerstandsrohr) und d (Verschiebung des Widerstandsrohres im Hauptrohr) zu erzielen, so beobachtet man ein einigermaßen ausgeprägtes Minimum nicht nur bei einer einzigen Einstellung (s, d), sondern für eine ganze Reihe von dicht beieinanderliegenden Wertepaaren (s, d), wobei aber für die Summe $(s + d)$ immer ungefähr der gleiche Wert erhalten wird. Bei den verschiedenen Einstellungen ist also die Lage des harten Stempels im Hauptrohr die gleiche. Zur Erklärung des Effektes müssen wir wieder den Verlauf des Eingangswiderstandes der Schluckstoffprobe bei Veränderung von s in der Impedanzebene betrachten (Abb. 5). Bei sehr hohen Absorptionen ($s \approx s_m$) verläuft die Kurve genau radial; eine Änderung von s bedeutet hier also eine Änderung der Absorption ohne Änderung von ϑ. Bei kleinen Absorptionen ($s \approx 0$) ist es dagegen nahezu umgekehrt: Da die Impedanzkurve hier fast tangentiell verläuft, bedeutet eine Änderung von s jetzt eine Änderung des Phasensprunges fast ohne Absorptionsänderung. Nehmen wir nun an, wir hätten mit unserem Vergleichswiderstand den richtigen Abgleich (s, d) erzielt. Ändern wir jetzt d und damit in einer im Hauptrohr festen Bezugsebene den Phasensprung, so können wir durch Änderung von s diese Phasensprungänderung vollkommen wieder aufheben, ohne eine wesentliche Änderung der Absorption herbeizuführen: Wir haben damit den oben beschriebenen Effekt erklärt.

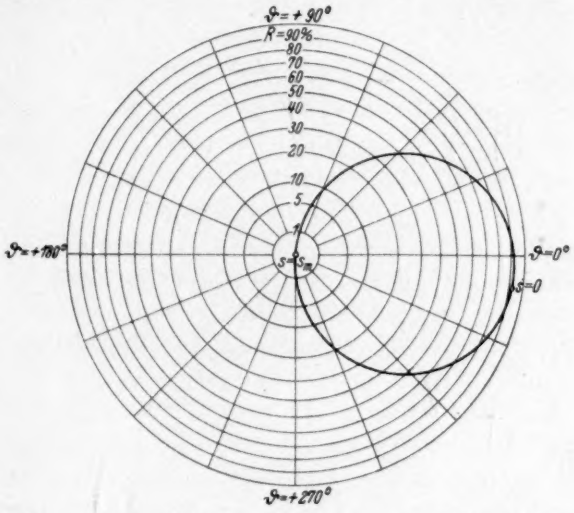

Abb. 5. Verlauf der Impedanzkurve des Widerstandes bei Änderung der Luftsäulenlänge s

Die geschilderte Schwierigkeit wird völlig behoben, wenn man eine neue Art des Abgleichs benutzt: Man muß bei festgehaltenem Stempel S die Schluckstoffprobe verschieben. Das läßt sich konstruktiv dadurch erreichen, daß das Stempelrohr mit Hilfe eines Gestänges vorübergehend mit dem Hauptrohr starr verbunden wird; das Widerstandsrohr mit der Schluckstoffprobe wird dann zwischen den beiden anderen Rohren verschoben. Es läßt sich rechnerisch nachweisen, daß im Bereich kleiner s-Werte bei einer solchen Verschiebung für eine im Hauptrohr feste Bezugsebene praktisch nur die Absorption geändert wird. Zum Abgleich muß dann noch zur Änderung des Phasensprunges entweder das Stempelrohr bei festgehaltenem Widerstandsrohr oder das Widerstandsrohr in starrer Verbindung mit dem Stempelrohr verschoben werden. Hierzu ist natürlich die starre

Verbindung zwischen Hauptrohr und Stempelrohr wieder zu lösen. Messungen mit einem Vergleichswiderstand, der mit dem angegebenen Gestänge versehen war, zeigten, daß man so immer zu einem einwandfreien Abgleich kommt.

Zur Messung kleiner Absorptionen kann man auch spezielle Vergleichswiderstände benutzen, deren Schluckstoffproben nicht die günstigste Dicke H besitzen. Mit solchen Vergleichswiderständen gelingt die Messung von Widerständen kleiner Absorption weitgehend auch ohne Hilfe des Gestänges, weil das Einbiegen der Impedanzkurve in die tangentielle Richtung (vgl. Abb. 5) erst bei kleineren Absorptionen erfolgt.

Wichtig ist noch die Frage der zeitlichen Konstanz eines Vergleichswiderstandes. Bei einem mit einer Filzscheibe versehenen Widerstand, der seit mehreren Jahren in Benutzung ist, wurde eine allmähliche Verschiebung der Kennlinie in einer bestimmten Richtung festgestellt. Während eines halben Jahres wurde diese Veränderung durch Ausmessung verschiedener unveränderlicher Widerstände genau kontrolliert. In diesem Zeitraum betrug die Änderung des Absorptionsvermögens etwa 4% des jeweiligen Wertes. Die Ursache dürfte darin zu suchen sein, daß sich nach und nach etwas Öldampf von dem als Schmiermittel benutzten Öl in den feinen Poren des Filzes kondensiert und dadurch Porosität oder Strömungswiderstand verändert. Man kann erwarten, daß die Calitplättchen in dieser Hinsicht ein besseres Verhalten zeigen werden.

Zum Schluß seien noch zwei Meßbeispiele angeführt, die einen Hinweis auf die verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten der Brückenmethode geben sollen. Abb. 6 zeigt die Absorptionskurve eines konischen Trichters von der Länge 60 cm und der Steigung 18°. Der Durchmesser des Trichtereingangs betrug ebenso wie der des Hauptrohres der Brückenanordnung 3,4 cm. Das als Ordinate aufgetragene „Absorptionsvermögen" des Trichtereingangs umfaßt sowohl die durch den Trichter übertragene wie auch die im Trichter absorbierte Energie. Da die Messung außer dem Absorptionsvermögen $a = 1 - R$ auch den Phasensprung liefert, kann man mit Hilfe der Gl. (2) sofort auch die komplexe Impedanz des Trichtereingangs bestimmen.

In Abb. 7 ist die Absorptionskurve eines akustischen Tiefpasses dargestellt. Er bestand aus 10 zylindrischen 2 cm langen Kammern vom Innendurchmesser 4 cm, die durch 2 cm lange Rohrstücke vom Innendurchmesser 1,2 cm mit-

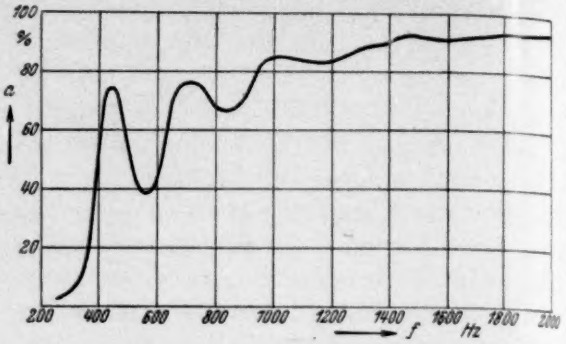

Abb. 6. Absorptionskurve eines konischen Trichters

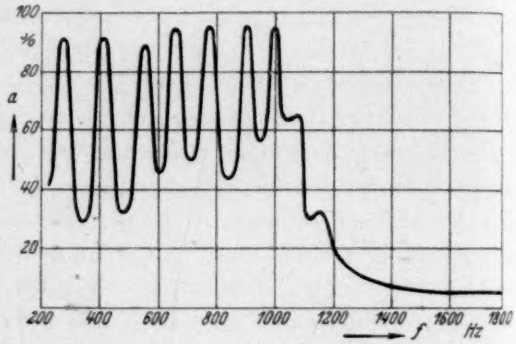

Abb. 7. Absorptionskurve eines akustischen Tiefpasses

einander verbunden waren. Als Abschluß diente der vorher erwähnte konische Trichter. Im Durchlaßbereich machen sich die Eigenfrequenzen des Filters bemerkbar. Die Lage der Grenzfrequenz ist in Übereinstimmung mit der Theorie. Die Absorptionen im Sperrgebiet wurden mit einem Spezialwiderstand für kleine Absorptionen gemessen.

Zusammenfassung

Ein in früheren Arbeiten angegebener veränderbarer akustischer Widerstand wird auf theoretischem und experimentellem Wege kritisch untersucht. Mit Hilfe der Rechnung gewinnt man einen Überblick über das Verhalten des Widerstandes und ist so in der Lage, durch geeignete Dimensionierung dem Widerstand die gewünschten Eigenschaften zu geben.

(Eingegangen am 1. April 1939.)

Über Näherungswerte zur Berechnung temperierter Schwingungszahlen und deren Anwendung auf Getriebe für vollelektrische Orgeln

Von F. Trautwein

Bei der Entwicklung von elektrischen Orgeln, bei denen die Töne durch rotierende Generatoren erzeugt werden, lag die Aufgabe vor, ein Getriebe mit 12 rotierenden Wellen herzustellen, deren Umdrehungszahlen sich wie die temperierten Töne einer Oktave verhalten. Auf jede dieser Wellen werden so viele Generatoren gesetzt, als die Orgel Oktaven enthalten soll, wobei die Polzahlen sich wie 1 : 2 : 4 : 8 usw. verhalten. Man kann diese Umdrehungszahlenverhältnisse mit Hilfe von Seil- oder Friktionsgetrieben herstellen, wobei die Übersetzungsverhältnisse entsprechend gewählt werden. Bei solchen Getrieben müssen die Radumfänge mit der Genauigkeit den temperierten Schwingungszahlverhältnissen entsprechen, die man für die Stimmung der Orgel verlangt. Schlüpfung und Abnutzung der Räder im Betrieb verschlechtern bei einem solchen Getriebe die Stimmung.

Es war daher naheliegend, an Stelle von Seil- oder Friktionsgetrieben Zahnradgetriebe oder ähnliche ein Übersetzungsverhältnis zwangsläufig festhaltende Übertragungsvorrichtungen zu verwenden. Die Zahlenverhältnisse der temperierten Stimmung, die bekanntlich durch fortgesetztes Multiplizieren einer Frequenz mit $\sqrt[12]{2}$ gebildet werden, sind irrational. Es entsteht die Frage, ob es Verhältnisse von möglichst kleinen ganzen Zahlen gibt, die den temperierten Zahlenverhältnissen so nahe kommen, daß der Unterschied vernachlässigbar klein wird. Daß die relativen Schwingungszahlen der reinen Stimmung in allen Intervallen von der temperierten stärker abweichen, als man für die gestellte Aufgabe zulassen kann, ist bekannt. Die verhältnismäßig geringste Abweichung weist die reine Quint (oder Quart) von der temperierten auf, nämlich etwa 0,012%. Würde man für eine elektrische Orgel reine Quinten statt temperierter wählen, also Zahnräder verwenden, deren Zahnzahlen sich wie 1 : 3/2 : 9/8 usf. verhalten, mit anderen Worten den Quintenzirkel bilden, so würde bekanntlich als 12. den Quintenzirkel schließende Quinte die musikalisch untragbare Wolfsquinte mit dem Abweichungsverhältnis des pythagoräischen Kommas entstehen. Noch größere Fehler würden entstehen, wenn man Getriebe mit Übersetzungsverhältnissen bilden würde, welche einer Terz oder Sekund der reinen Stimmung entsprächen.

Wesentlich bessere Annäherungen an temperierte Schwingungszahlverhältnisse ergeben die Quotienten 55/49 für die große Sekund und 44/37 für die kleine Terz, also für die zweite und die dritte temperierte Tonstufe. Die reziproken Werte ergeben die gleichen Intervalle nach abwärts. Die Abweichungen dieser Quotienten von den temperierten Zahlenverhältnissen sind vernachlässigbar klein, sie sind beide kleiner als 10^{-5}. Die temperierte große Sekund entspricht auf 6 Dezimalstellen berechnet dem Zahlenfaktor

1,12246.

Der Quotient 55/49 ist auf 6 Dezimalstellen ausgerechnet

1,12245.

Der Zahlenfaktor der temperierten kleinen Terz ist

1,18921.

Der Quotient 44/37 ist

1,18918.

Durch mehrfache Anwendung dieser Quotienten kann man die ganze temperierte Skala bilden[1]). Für den temperierten Halbton ergibt sich aus $44/37 \cdot 49/55$ der Wert 196/185, der auch noch aus nicht allzu großen Zahlenwerten besteht und z. B. durch ein Zahnradgetriebe verwirklicht werden kann. Der temperierte Halbton entspricht dem Zahlenfaktor

$$1{,}05946,$$

der Quotient 196/185 ist

$$1{,}05946,$$

der Unterschied liegt erst hinter der 6. Dezimale. Wenn man durch 12fache Anwendung des Zahlenverhältnisses 196/185 eine temperierte Tonleiter zusammenstellt, also der Reihe nach dessen 2., 3., 4. usw. bis 12. Potenz bildet, so ist der Fehler immer noch vernachlässigbar klein. Für die Konstruktion von elektrischen Orgeln bieten sich somit mehrere Möglichkeiten zur technischen Ausbildung von Zahnradgetrieben.

Interessant ist auch der Vergleich der Zahlenverhältnisse 44/37 und 55/49 mit den entsprechenden reinen Intervallen. Die kleine Terz, 6/5, erweitert auf 42/35 und die große Sekund, 9/8, erweitert auf 54/48, lassen diese Wertunterschiede erkennen.

Man kann aus den genannten Nährungswerten leicht die Schwingungszahlen der temperierten Skala berechnen. Man kann sich diese Rechenarbeit sehr erleichtern, wenn man die Differenz zweier Halbtöne bildet. Sie entspricht $49/55 - 37/44 = 1/20$. In Worten heißt das: Die Schwingungszahl des Differenztones zweier auf einen temperierten Halbton benachbarter Töne ist gleich 1/20 der Schwingungszahl des um eine temperierte große Sekund über dem höheren liegenden Tones. Will man z. B. die temperierte Tonleiter von $a^1 = 440$ Hz ausgehend berechnen, so bildet man zunächst leicht das fis^1 zu 370 Hz, das g^1 liegt um $440/20 = 22$ Hz höher, ist also 392; gis^1 muß man durch Multiplikation berechnen, z. B. $370 \cdot 55/49 = 415{,}3$. Aus diesen Werten kann man nur durch Division durch 20 und Subtraktion die temperierte Skala mit guter Genauigkeit berechnen.

Zusammenfassung

Für die temperierte kleine Terz und die temperierte große Sekund werden als sehr gute Näherungswerte die Zahlenverhältnisse 44/37 und 55/49 angegeben. Danach ist die Schwingungszahldifferenz zweier benachbarter Halbtöne gleich 1/20 der Schwingungszahl der großen temperierten Sekund des höheren. Auf die Anwendung der genannten Zahlenverhältnisse zur Konstruktion vollelektrischer Orgeln wird hingewiesen.

(Eingegangen am 20. Februar 1939.)

[1]) ROBERT W. YOUNG und ALLAN LOOMIS (J. Acous. Soc. Am. Bd. 10, Nr. 2, Oktober 1938 S. 112) verwenden für die Halbtonstufen abwechselnd die Zahlenverhältnisse 89/84 und 107/101 und erreichen durch den sich so ergebenden abwechselnd positiven und negativen Fehler eine ähnlich weitgehende Annäherung an die temperierte Tonskala.

Theorien der Lichtbeugung an Ultraschallwellen*)

Von N. S. Nagendra Nath**)

(z. Z. Physikalisches Institut der Universität Köln)

(Mit 25 Textabbildungen)

1. Einleitung

Die Möglichkeit der Lichtbeugung an Ultraschallwellen ist von BRILLOUIN vorausgesagt worden, und diese Vorhersage ist von DEBYE und SEARS sowie von LUCAS und BIQUARD experimentell bestätigt worden. Die Wichtigkeit dieser Erscheinung kann an der Fülle von Arbeiten ermessen werden, welche über die Messung der Schallgeschwindigkeit in durchsichtigen festen und flüssigen Medien und über die Bestimmung der elastischen Konstanten von Festkörpern veröffentlicht wurden. Für diese Aufgaben benötigt man zunächst keinen theoretischen Aufwand. Es genügt die Erkenntnis, daß die Schallwelle wie ein optisches Gitter wirkt, bzw. wie ein mit Schallgeschwindigkeit bewegtes Gitter, wenn eine fortschreitende Schallwelle vorliegt. Für die Beugungswinkel gilt die FRAUNHOFERsche Gitterformel:

$$\sin\theta_n = \frac{n\lambda}{\lambda^*}, \tag{1}$$

worin λ die Licht- und λ^* die Schallwellenlänge bedeutet. Es ist dabei vorausgesetzt, daß das Licht senkrecht in die Schallwelle eintritt und daß die Tiefe des Schallfeldes in Lichtrichtung konstant ist. Unter den gewöhnlichen Arbeitsbedingungen haben Licht- und Schallwellenlänge die Größen $5 \cdot 10^{-5}$ cm bzw. 10^{-1} — 10^{-2} cm. Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Die Lichtquelle L wird mittels Kondensor auf einen Spalt Sp abgebildet, der im Brennpunkt eines Objektivs steht. Von diesem ausgehend durchsetzt paralleles Licht den Trog mit dem Medium M. Ein zweites Objektiv entwirft ein Bild des Spaltes an der Stelle 0 der Schirmebene. Wenn

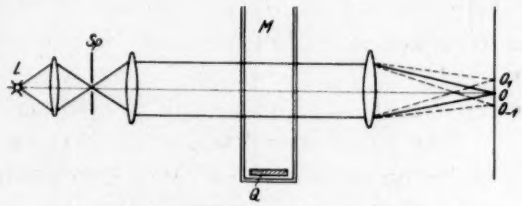

Abb. 1. Die optische Anordnung

der Quarzschwinger Q eine Schallwelle in das Medium M abstrahlt, so beobachtet man gewöhnlich eine Anzahl symmetrisch zum Zentralbild gelegener, neu auftretender Spaltbilder, von denen die beiden ersten in Abb. 1 angedeutet sind. Der Winkel zwischen dem Zentralbild und der ersten Ordnung ist gegeben durch λ/λ^* und ist von der Größenordnung $5 - 50 \cdot 10^{-4}$ Radian. Abb. 2 bringt einige typische Beugungsbilder.

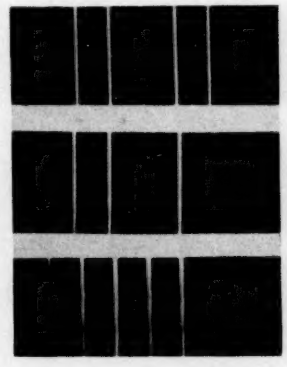

Abb. 2. Beugungserscheinung an fortschreitenden Ultraschallwellen bei a) senkrechter, b) und c) schiefer Lichtinzidenz (nach R. BÄR)

Wie schon erwähnt, entspricht die Lichtbeugung an einer fortschreitenden Schallwelle

*) Erweiterte Form eines Vortrages des Verf. vor dem Gauverein Rheinland-Westfalen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik in Köln am 15. Dezember 1938.

**) 1851 Exhibition Scholar, Trinity College, Cambridge, England.

derjenigen an einem mit Schallgeschwindigkeit bewegten Gitter. Da die Schallgeschwindigkeit sehr klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit ist, so ist der Einfluß der Gitterbewegung auf die Intensitäten der Beugungsordnungen praktisch zu vernachlässigen. Dagegen erfährt das Licht der einzelnen Beugungsordnungen durch den DOPPLEReffekt Änderungen seiner Frequenz. Aus der Theorie dieses Effektes ist bekannt, daß die Frequenzänderung in der Bewegungsrichtung der Schwingungsquelle (hier der Schallwelle) maximal ist und in den dazu senkrechten Richtungen verschwindet. Es ist leicht abzuleiten, daß die Frequenzänderung des Lichtes, dessen Richtung mit der Normalen zur Schallrichtung den Winkel θ_n bildet (Abb. 3), gegeben ist durch:

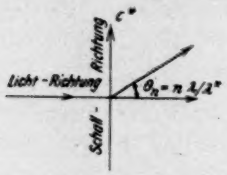

Abb. 3. Zum DOPPLER-effekt an einer bewegten Schwingungsquelle

$$(2) \qquad \Delta \nu_n = 2\nu \frac{c^*}{c} \sin\frac{\theta_n}{2} = \frac{\nu c^*}{c} \cdot \frac{n\lambda}{\lambda^*} = n\nu^* \qquad (\pm n = 0, 1, 2, 3, \ldots).$$

Dabei sind c und c^*, ν und ν^* die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und Frequenzen der Licht- bzw. Schallwelle; die Ableitung gilt natürlich nur unter der Voraussetzung, daß $\lambda \ll \lambda^*$. In Abb. 4 sind die Beugungsordnungen

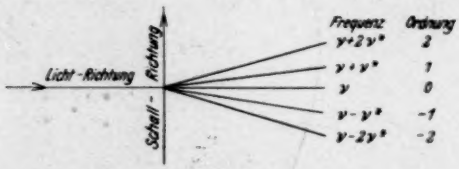

Abb. 4. Die Frequenzänderungen des an einer fortschreitenden Schallwelle gebeugten Lichtes

mit den verschiedenen Lichtfrequenzen schematisch dargestellt.

Für den Fall einer stehenden Welle läßt sich der DOPPLEReffekt in einfacher Weise ableiten, wenn man annimmt, daß das Licht sukzessive an zwei gegensinnig fortschreitenden Schallwellen gebeugt wird. Wir nehmen der Einfachheit halber an, daß das einfallende Licht in nur drei Ordnungen aufgespalten wird: das Zentralbündel in Richtung des einfallenden Lichtes und zwei symmetrisch dazu liegende erste Ordnungen. Nach der Beugung durch die erste Schallwelle besitzt das Zentralbündel die Frequenz ν, die beiden ersten Ordnungen die Frequenzen $\nu + \nu^*$ bzw. $\nu - \nu^*$, siehe Abb. 5. Durch Beugung an der gegenläufigen zweiten Schallwelle wird jede dieser Ordnungen von neuem aufgespalten. Das Zentralbündel liefert eine Komponente in der eigenen Richtung mit der Frequenz ν und je eine in Richtung der beiden ersten Ordnungen mit den Frequenzen $\nu - \nu^*$ resp. $\nu + \nu^*$. Die positive erste Ordnung

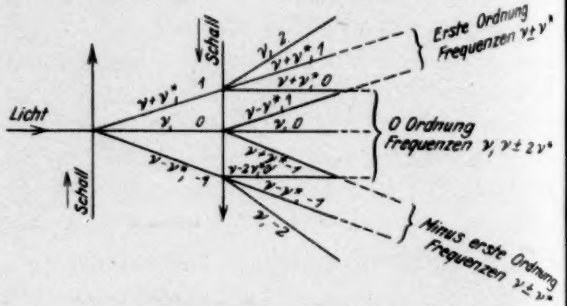

Abb. 5. Schematische Darstellung des DOPPLEReffektes für eine stehende Ultraschallwelle

liefert eine Komponente in der eigenen Richtung mit der eigenen Frequenz $\nu + \nu^*$, eine Komponente in Richtung des Zentralbündels mit der Frequenz $\nu + 2\nu^*$ und eine Komponente in Richtung einer zweiten Beugungsordnung mit der Frequenz ν. Entsprechendes gilt für die Aufspaltung der negativen ersten Ordnung.

Fassen wir alle Komponenten für die verschiedenen Richtungen zusammen, so registrieren wir für das Zentralbündel die Frequenzen ν, $\nu \pm 2\nu^*$ und für jede der ersten Ordnungen die Frequenzen $\nu \pm \nu^*$. Wenn wir alle Beugungsordnungen der ersten Schallwelle und ihre sekundären Aufspaltungen an der zweiten Schallwelle in Betracht ziehen, so ergibt sich, daß jede resultierende gerade Beugungsordnung alle geraden und zwar nur gerade Frequenzänderungen enthält und daß jede ungerade Beugungsordnung alle ungeraden und nur ungerade Frequenzänderungen aufweist.

Dies Ergebnis läßt sich auch wie folgt ableiten. Die n-te Ordnung des an der ersten Welle gebeugten Lichtes hat die Frequenz

$\nu + n\,\nu^*$ (Abb. 6). Diese Ordnung wird durch die Beugung an der zweiten Welle in eine Mannigfaltigkeit von sekundären Ordnungen aufgespalten unter den Winkeln $s\,\lambda/\lambda^*$ zur n-ten Beugungsordnung bzw. $(n+s)\,\lambda/\lambda^*$ zum Zentralbündel ($s = \pm 0, 1, 2, \ldots$). Die Frequenz der

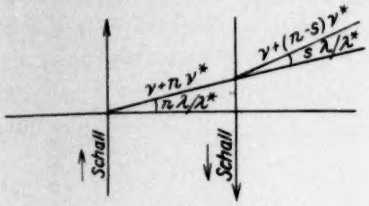

Abb. 6. Zur Ableitung der DOPPLER-aufspaltung des an einer stehenden Schallwelle gebeugten Lichtes

Beugungsordnung $n+s$ beträgt $\nu + (n-s)\,\nu^*$, da das Vorzeichen wegen der Gegenläufigkeit der zweiten Welle wechselt. Zur resultierenden Beugung in einer bestimmten Richtung, z. B. $r\,\lambda/\lambda^*$, tragen nun alle Kombinationen von n und s bei, für welche gilt:

$$(3) \qquad n + s = r;\ (n, s = -\infty \text{ bis } +\infty).$$

Für die Beugungsordnung r treten demnach die Frequenzen auf:

$$(4) \qquad \nu + (n-s)\,\nu^*$$

mit der Einschränkung, daß $n+s=r$. Die Frequenzen sind somit gegeben durch

$$(5) \quad \nu + (r-2s)\,\nu^*;\ (s = -\infty \text{ bis } +\infty).$$

Wenn r gerade ist, durchläuft $r-2s$ alle geraden Zahlen und nur diese; entsprechendes gilt, wenn r ungerade ist. Daraus folgt, daß für den Fall einer stehenden Schallwelle das Licht jeder Beugungsordnung eine Summe von Frequenzen enthält, die sich von der Frequenz des Primärlichtes um gerade bzw. ungerade Vielfache der Schallfrequenz unterscheiden, je nachdem die Beugungsordnung gerade oder ungerade ist (siehe Abb. 7).

Irgend zwei gerade (oder ungerade) Beugungsordnungen enthalten also immer gemeinsame Lichtfrequenzen, wodurch sie kohärenzfähig, d. h. imstande sind, stehende Sekundärinterferenzen (Abbildungen) zu erzeugen, während dies unmöglich ist für Paare, gebildet aus geraden und ungeraden Beugungsordnungen. R. BÄR[1]) hat dies bemerkenswerte Ergebnis durch seine Interferenzversuche gefunden und auf die Frequenzverteilung über die Beugungsordnungen hingewiesen, noch bevor die Theorie diese Zusammenhänge erkannt hatte.

Man sieht, daß zur Ableitung der Beugungswinkel und der DOPPLEReffekte eine eigentliche Theorie nicht benötigt wird. Will man dagegen Aufschluß über die Intensitäten der einzelnen Beugungsordnungen, so ist eine strenge mathematische Behandlung des Problems erforderlich. Eine quantitative Formulierung auf Grund der MAXWELLschen Gleichungen hat zuerst BRILLOUIN[2]) gegeben. Er nahm an, daß die Schallwelle nur harmonische Störungen der Dielektrizitätskonstanten des Mediums hervorrufe und konnte zeigen, daß die vollständige Lösung des Problems auf Fourierreihen MATHIEUscher Funktionen führe, deren Koeffizienten von den Randbedingungen abhängig seien. Es ergeben sich jedoch ernstliche Schwierigkeiten, die Lösungen in handlicher Form darzustellen, geeignet, die experimentellen Daten zu kontrollieren. BRILLOUIN verwendete daher Näherungen, welche die Gültigkeit des Verfahrens auf schwache Schallfelder beschränken, d. h. auf Fälle, bei denen nur erste Ordnungen gebeugten Lichtes auftreten und die Intensität der nullten Ordnung stark überwiegt. Die Beugungsaufnahmen von BÄR beweisen jedoch, daß eine Vielzahl von Beugungs-

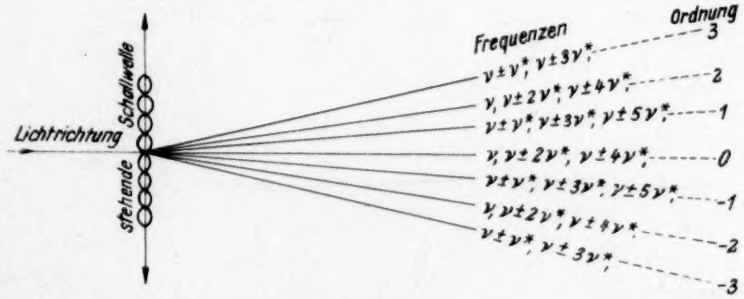

Abb. 7. Die Frequenzänderungen des an einer stehenden Schallwelle gebeugten Lichtes

[1]) R. BÄR, Helv. phys. Acta 8 (1935), S. 592.
[2]) L. BRILLOUIN, Actualitées scientifiques et industrielles, 59 (1933).

ordnungen erhalten wird und daß die nullte Beugungsordnung von verschwindender Intensität sein kann. Obwohl also BRILLOUINs Lösung streng und die einzig korrekte ist, verhilft sie uns nicht zu einer Darstellung der experimentellen Erscheinungen, weil sie zur Umgehung der mathematischen Schwierigkeiten gültigkeitsbeschränkende Näherungen verwendet. Dasselbe gilt auch für die Arbeiten von DEBYE[3]) und DAVID[4]), welche ihre Lösungen auf Grund ähnlicher Näherungen gewannen. EXTERMANN und WANNIER[5]) haben Intensitätsformeln angegeben, welche für einige bestimmte Werte von vorkommenden Variabeln Gültigkeit besitzen und ohne jede Näherung gewonnen wurden. Diese Arbeit ist vom mathematischen Standpunkt aus mustergültig und bemerkenswert, aber auch sie ermangelt der Allgemeingültigkeit insofern, als es äußerst schwierig ist, die experimentellen Bedingungen so zu wählen, daß die erwähnten Parameter die festgelegten Werte besitzen.

Prof. RAMAN und ich selbst waren uns der mathematischen Schwierigkeiten wohl bewußt, welche einer strengen Lösung des Problems entgegenstehen bei der Notwendigkeit, diese Lösung in einer praktisch brauchbaren Form darzustellen. Die strenge Lösung mit den ihr angeborenen mathematischen Schwierigkeiten konnte aber auch nicht der beste Weg sein, eine einfache Deutung der experimentellen Erscheinungen zu geben. Wir waren überzeugt, daß es für diese auffallenden Erscheinungen eine einfache theoretische Darstellung geben müsse, ohne das komplizierte Rüstzeug der strengen Theorie. Wir bemühten uns daher, einen einfachen, leicht zugänglichen Ausgangspunkt für die Lösung zu finden, ohne uns allzuweit von den physikalischen Voraussetzungen zu entfernen und hofften auf diese Weise mehr zu erreichen, als durch peinliches Einhalten des strengen Weges.

II. Elementare Theorie der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten[6])

Wir wollen annehmen, daß eine ebene Welle monochromatischen Lichtes der Frequenz ν und der Wellenlänge λ senkrecht in eine Schallwelle der Frequenz ν^* und der Wellenlänge λ^* eintritt. Die Tiefe des Schallfeldes in Lichtrichtung sei L. Die Schallwelle erzeugt in dem Medium Schichtungen des Brechungsindexes; Maxima und Minima dieser Größe sind in der Abb. 8 durch ausgezogene dicke und dünne Linien angedeutet. Die Variation des Brechungsindex ist in Schallrichtung mit der Schallwellenlänge λ^* periodisch. Wie aus der Abb. 9 zu ersehen ist, rücken die Lichtstrahlen (die Orthogonaltrajektorien der Lichtwellenfronten) anfänglich geradlinig und parallel der Einfallsrichtung vor, da ja der Gradient des Brechungsindexes senkrecht zu dieser Richtung verläuft. Weil aber ein solcher Gradient besteht, beginnen beim weiteren Vorrücken die Lichtstrahlen sich zu krümmen und sich in den Gebieten maximalen Brechungsindexes zu konzentrieren[7]). An diesem Punkt beginnt also die Wellenfront des Lichtes, mit λ^* periodische Intensitätsunterschiede aufzuweisen. Bei Benutzung dieser geometrischen Darstellung ist allerdings Vorsicht geboten, da sie ungültig wird, sobald Überschneidungen von Lichtstrahlen auftreten.

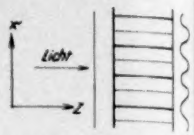

Abb. 8. Phasendeformation einer ebenen Lichtwelle in einem schmalen Schallfeld

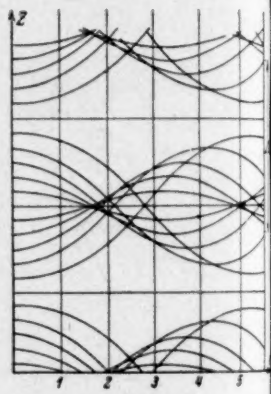

Abb. 9. Durchgang von Lichtstrahlen durch ein periodisch geschichtetes Medium (nach LUCAS und BIQUARD)

$$K = \frac{2\pi L}{\lambda^*}\sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}}$$
$$\Lambda = \lambda^*$$

[3]) P. DEBYE, Physik. Z. 33 (1932), S. 849.

[4]) E. DAVID, Physik. Z. 38 (1937), S. 587 und 592.

[5]) R. EXTERMANN and G. WANNIER, Helv. phys. Acta 9 (1936), S. 250, und R. EXTERMANN, Helv. phys. Acta 10 (1973), S. 185.

[6]) C. V. RAMAN u. N. S. NAGENDRA NATH, Proc. Ind. Acad. Sci. 2 (1935), S. 406 u. 413, sowie 3 (1936), S. 75.

[7]) R. LUCAS und P. BIQUARD, J. Phys. Radium 3 (1932), S. 464.

Wir nehmen der Einfachheit halber die Schallwellenlänge so groß und das Schallfeld so schmal an, daß alle Lichtstrahlen im Schallfeld praktisch geradlinig und parallel der Einfallsrichtung verlaufen. Diese Bedingung kann immer erfüllt werden, da die Tangenten an die Lichtstrahlen anfangs alle parallel zur Einfallsrichtung verlaufen; mit ihrer Hilfe wollen wir die Theorie entwickeln.

Obwohl alle Lichtstrahlen geradlinig verlaufen, bleibt doch die Phasenfront der Lichtwelle nicht eben. In Gebieten maximalen Brechungsindexes rücken die Lichtstrahlen langsamer vor, als in solchen minimalen Indexes. Da der Brechungsindex mit der Schallwellenlänge periodisch wechselt, so ist die anfänglich ebene Wellenfront beim Austritt aus dem Schallfeld wellig verformt. Die Amplitude der Brechungsindexschwankung sei μ; dann ist die Amplitude der Phasenmodulation in der Austrittsebene des Lichtes gegeben durch $2\pi\mu L/\lambda$, wobei L = Tiefe des Schallfeldes und λ = Lichtwellenlänge. Die Modulationsfunktion in der x-Achse (der Schallrichtung) lautet also $v \cdot \sin b\,x$; darin ist $v = 2\pi\mu L/\lambda$ und $b = 2\pi/\lambda^*$. Da eine fortschreitende Schallwelle vorliegt, lautet die Modulationsfunktion entsprechend $v \cdot \sin(b\,x - \varepsilon)$, wobei $\varepsilon = 2\pi\nu^* t$. Die Lichtwellenfront läßt sich also darstellen durch:

$$\exp\{2\pi i\,(\nu t - \mu_0 L/\lambda)\}\exp\{i\,v\sin(bx-\varepsilon)\}. \tag{6}$$

Der Phasenfaktor $2\pi\mu_0 L/\lambda$ entspricht dem Einfluß des Mediums an sich (μ_0 ist der Brechungsindex des ungestörten Mediums). Von (6) ausgehend läßt sich die Lichtamplitude in einer entfernten Aufpunktsebene berechnen; für einen Punkt, dessen Richtungskosinus gleich l sei, ergibt sie sich aus dem Integral:

$$\exp\{2\pi i\,(\nu t - \mu_0 L/\lambda)\}\int_{-p/2}^{p/2}\exp\{iv\sin(bx-\varepsilon)\exp(iulx)\}dx, \tag{7}$$

wobei $u = 2\pi/\lambda$; p bedeutet den Querschnitt des Lichtbündels. Das Integral läßt sich wie folgt umformen:

$$\exp 2\pi i\,(\nu t - \mu_0 L/\lambda)\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int_{-p/2}^{p/2} I_n(v)\exp\{i(\overline{ul+nb}\,x-\varepsilon)\}dx \tag{8}$$

$$= (p/2)\sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(v)\exp\{2\pi i\,(\overline{\nu - n\nu^*}\,t - \mu_0 L/\lambda)\}\frac{\sin((ul+nb)\,p/2)}{(ul+nb)\,p/2}. \tag{9}$$

$I_n(v)$ ist die BESSELfunktion n-ter Ordnung von $v = 2\pi\mu L/\lambda$; p kann ohne Einschränkung der Allgemeinheit gleich der Einheit gesetzt werden.

Man übersieht sogleich, daß (9) einen maximalen Wert annimmt, wenn

$$u\,l + n\,b = 0, \tag{10}$$

oder

$$\sin\theta_n = -\frac{n\lambda}{\lambda^*} \quad (n = -\infty \text{ bis } +\infty). \tag{11}$$

θ_n ist der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Einfallsrichtung. In Richtung θ_n $\left(\sin\theta_n = \frac{n\lambda}{\lambda^*}\right)$ wird die Lichtwelle dargestellt durch:

$$I_{-n}(v)\exp\{2\pi i\,(\overline{\nu - n\nu^*}\,t - \mu_0 L/\lambda)\}. \tag{12}$$

Für die n-te Ordnung ergibt sich eine Lichtamplitude von $I_n(v)$ und eine Frequenz von $\nu + n\nu^*$. Da $I_{-n}(v) = (-1)^n I_n(v)$, und weil die Lichtintensität proportional dem Amplitudenquadrat ist, so ergibt sich, wie auch erwartet werden muß, ein Beugungsbild symmetrisch zur nullten Ordnung.

Ist z. B. das Schallfeld 1 cm tief und beträgt die Lichtwellenlänge $5 \cdot 10^{-5}$ cm, so errechnen sich bei einer Amplitude der Brechungsindexschwankung von 10^{-4} nicht weniger als 10 Beugungsordnungen zu beiden Seiten des Zentralbildes. In Abb. 10 sind die relativen Intensitäten der Beugungsordnungen als Funktion der Größe v dargestellt. Für $v = 0$ erscheint lediglich das Zentralbild. Mit wachsendem v beginnen die ersten Ordnungen zu erscheinen, nehmen an Intensität bis zu einem Maximum zu, während die nullte Ordnung stetig abnimmt und etwa beim Erscheinen der zweiten Ordnungen ein Minimum durchläuft. Wächst v weiter, so nehmen die nullte und die zweiten Ordnungen an Intensität zu, während die ersten

Ordnungen abnehmen, ein Minimum durchlaufen und die dritten Ordnungen erscheinen usf. Aus der Theorie geht hervor, daß ein Anwachsen der Brechungsindexschwankung μ (d. h. Zunahme der Schallintensität) in der gleichen Weise wirksam ist wie eine Zunahme

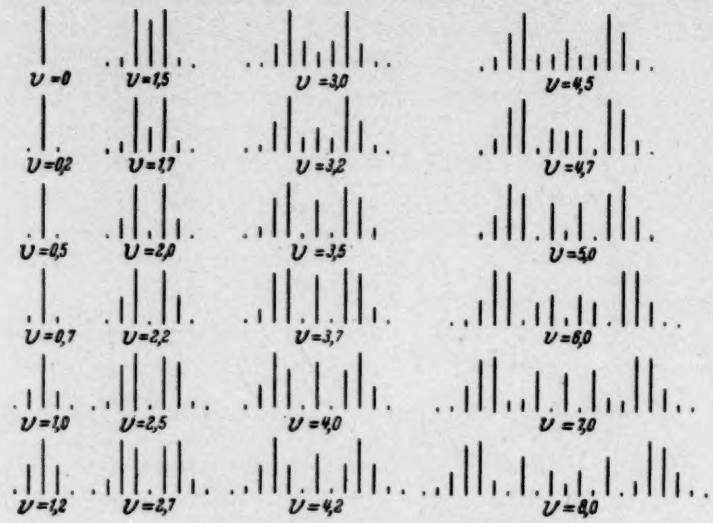

Abb. 10. Relative Intensitäten der verschiedenen Beugungsordnungen in Abhängigkeit von $v = 2\pi\mu L/\lambda$

der Schallfeldtiefe L oder eine Abnahme der Lichtwellenlänge λ (abgesehen von der im letzten Fall auftretenden Änderung der Beugungswinkel).

Das oben skizzierte Verhalten hat BÄR[8]) beobachten können; er fand, daß mit wachsender Schallintensität die Zahl der beobachtbaren Ordnungen zunimmt, ihre Intensitäten aber periodischen Schwankungen unterworfen sind, in Übereinstimmung mit den theoretischen Daten der Abb. 10. BÄR nahm z. B. Beugungsbilder mit den Lichtwellenlängen 4750 Å und 3650 Å auf (Abb. 11). Er erhielt bei der kleineren Lichtwellenlänge nicht nur eine größere Anzahl Beugungsordnungen, sondern auch eine charakteristische Änderung in der Intensitätsverteilung. Die Aufnahme mit 4750 Å entspricht genau der Intensitätsverteilung in Abb. 10, für welche $2\pi\mu L/\lambda = 3{,}7$. Berechnet man daraus $2\pi\mu L/\lambda$ für die Lichtwellenlänge 3650Å, so ergibt sich ein Wert $v = 4{,}8$. Der Intensitätsverteilung für $v = 4{,}8$ entspricht wiederum genau die Aufnahme mit $\lambda = 3650$ Å.

Die Intensitäten der Beugungsordnungen lassen sich auch für eine stehende Welle leicht ableiten. Die Funktion des Brechungsindexes wird in diesem Fall entsprechend zwei gegenläufig fortschreitenden Schallwellen angesetzt:

$$13)\qquad \frac{\mu}{2}\sin\{2\pi(\nu^* t - x/\lambda^*)\} + \frac{\mu}{2}\sin\{2\pi(-\nu^* t - x/\lambda^*)\}.$$

Wir nehmen wieder an, daß das einfallende Lichtbündel nacheinander an den beiden Wellen gebeugt wird. Die Beugung an der ersten Welle erzeugt dann eine n-te Ordnung $\left(\sin\theta_n = \frac{n\lambda}{\lambda^*}\right)$ mit der Amplitude $I_{-n}(v/2)$ und der Frequenz $\nu + n\nu^*$ $(n = -\infty$ bis $+\infty)$. Dieses Lichtbündel wird durch Beugung an der zweiten gegenläufigen Welle erneut aufgespalten; seine Komponente der Ordnung s verläuft unter dem Winkel

$$(14)\qquad (n+s)\,\lambda/\lambda^*,$$

hat die Amplitude

$$(15)\qquad I_{-n}(v/2)\cdot I_{-s}(v/2),$$

und die Frequenz

$$(16)\qquad \nu + (n-s)\,\nu^*.$$

Für die resultierende Beugung in Richtung r

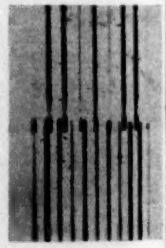

Abb. 11. Abhängigkeit der Beugungserscheinung von der Lichtwellenlänge: blaues Licht (ca. 4750 ÅE) oben; ultraviolettes Licht (ca. 3650 ÅE) unten (nach R. BÄR)

sind wieder alle Kombinationen (n, s) wirksam, für welche gilt:

$$(17)\qquad n + s = r \qquad (n, s = -\infty \text{ bis } +\infty).$$

In Richtung $r\,\lambda/\lambda^*$ verläuft also eine Summe von Lichtwellen mit den Frequenzen:

$$(18)\qquad \nu + (r - 2s)\,\nu^* \quad (s = -\infty \text{ bis } +\infty);$$

[8]) R. BÄR, Helv. phys. Acta 6 (1933), S. 570.

ihre Einzelamplituden sind jeweils gegeben durch:

$$I_{s-r}(v/2)\cdot I_{-s}(v/2) \text{ bzw. } (-1)_r \times I_{r-s}(v/2)\cdot I_s(v/2).$$

Die Intensitäten sind daher:

$$I^2_{r-s}(v/2)\cdot I^2_s(v/2). \tag{19}$$

All diese Lichtwellen in Richtung $r\,\lambda/\lambda^*$ sind „inkohärent", da sie nicht gleiche Frequenz besitzen; die Gesamtintensität der r-ten Ordnung ist also einfach

$$\sum_{s=-\infty}^{+\infty} I^2_{r-s}(v/2)\cdot I^2_s(v/2). \tag{20}$$

Wie aus (18) hervorgeht, besitzt das abgebeugte Licht die oben gekennzeichnete charakteristische Aufteilung seiner Frequenzkomponenten auf gerade und ungerade Beugungsordnungen.

In Abb. 12 sind die relativen Intensitäten der Frequenzkomponenten einiger Beugungsordnungen in Abhängigkeit von v dargestellt. In Abb. 13 unten ist die Summierung über die Frequenzkomponenten ausgeführt (nach LEVI[9]). Wie man im Vergleich mit dem oberen Bild erkennt, fällt hier die Intensität der Beugungsordnungen im Gegensatz zur fortschreitenden Schallwelle mit wachsender Ordnungszahl ziemlich gleichmäßig ab, ein Ergebnis, das man auch im Experiment erhält.

Wir sahen, daß die von BÄR erhaltenen Resultate in befriedigender Weise durch die elementare Theorie dargestellt werden können. Nun erhebt sich die Frage, wie weit diese Theorie quantitative Gültigkeit besitzt. Wenn wir das Schema von LUCAS und BIQUARD (Abb. 9) zu Rate ziehen, so können wir Gültigkeit erwarten für Werte von K, die kleiner als die Einheit sind. $K<1$ aber bedeutet:

$$L<\frac{\lambda^*}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu}}. \tag{21}$$

Wählt man die Größenordnungen von λ^* zu

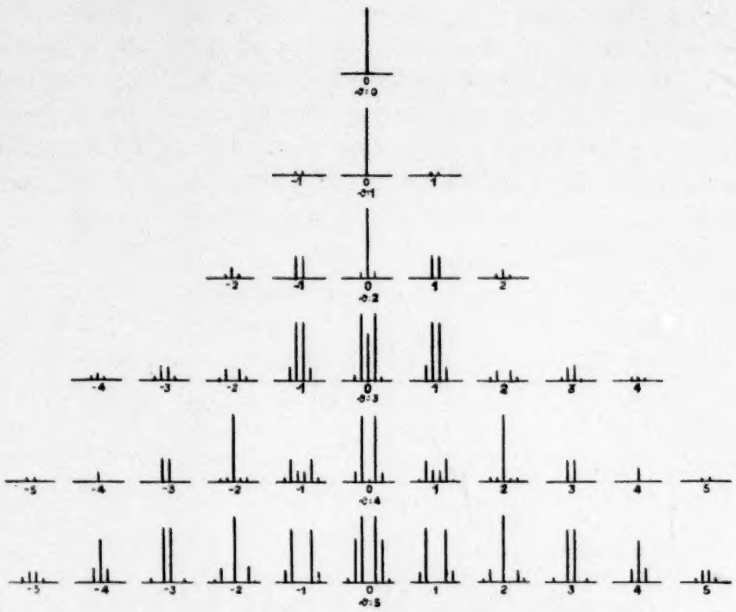

Abb. 12. Relative Intensitäten der Frequenzkomponeten einiger Beugungsordnungen in Abhängigkeit von $v=2\,p\,\mu\,L/\lambda$. Die Komponenten einer Beugungsordnung sind auf jeweils einer Basis zusammengefaßt; gerade Ordnungen enthalten die Frequenzkomponente $r\pm 2\,p\,r^*$; ungerade Ordnungen die Komponenten $r\pm 2\,p+1\,r^*$ $(p=0,1,2\ldots)$

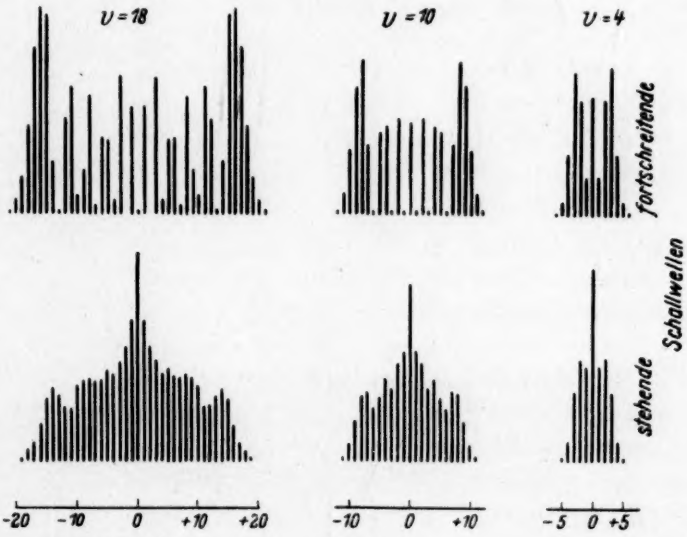

Abb. 13. Relative Intensitäten der Beugungsordnungen für fortschreitende und stehende Schallwellen; bei den letzteren ist über die Intensitäten der Frequenzkomponenten summiert (nach F. LEVI)

[9]) F. LEVI, Helv. phys. Acta 9 (1936), S. 208.

10^{-1} cm, von μ zu 10^{-4}, von λ zu $5 \cdot 10^{-5}$ cm, so darf L eine Größe von 1,8 cm erreichen; unter diesen Umständen wird $v = 2\pi\mu L/\lambda \approx 22$. Ist also die Schallwellenlänge $\lambda^* > 10^{-1}$ cm, so lassen sich alle Konstellationen der Abb. 10 bei einer Schallfeldtiefe von 1,5 cm erhalten. Wählen wir die Schallwellenlänge zu 10^{-2} cm, so muß für die Gültigkeit der elementaren

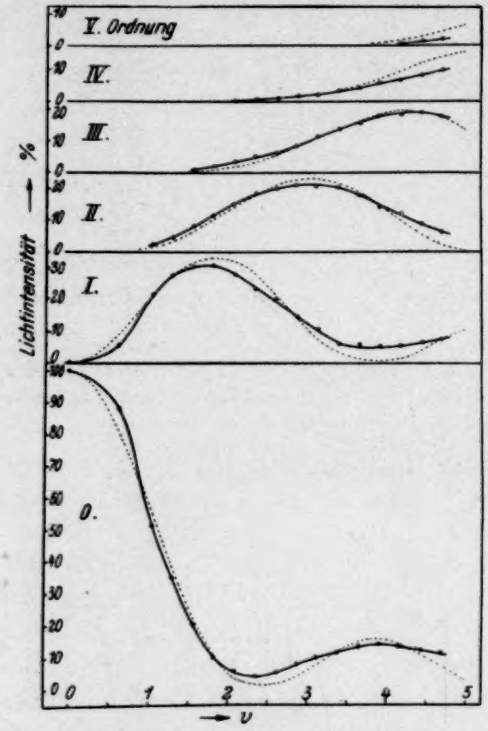

Abb. 14. Verteilung der Lichtintensität in den Spektren nullter bis fünfter Ordnung in Abhängigkeit von $v = 2\pi\mu L/\lambda$ (nach SANDERS)

Theorie die Bedingung $L < \frac{\lambda^*}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu}}$ erfüllt sein; für $\mu \approx 10^{-5}$ entspricht dies einer Tiefengrenze von 0,6 cm. Diese Größen von μ und L beschränken aber die Gültigkeit der Abb. 10 auf $v = 0{,}72$, Werte, bei denen keine intensive Beugung stattfindet. Nach der Bedingungsgleichung (21) ist demnach Gültigkeit der Theorie nur für Schallwellenlängen der Größenordnung 10^{-1} cm und darüber zu erwarten.

BÄR[10]) bestätigte die quantitative Gültigkeit in diesem Bereich (1—2 MHz); er fand auch, daß die das Schallfeld verlassende Lichtwellenfront nur in der Phase und nicht in ihrer Amplitude moduliert ist. Nun hat SANDERS[11]) in einem weit höheren Frequenzbereich Intensitätsmessungen ausgeführt (von 4,8 bis 7 MHz) und fand auch hier eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentell erhaltenen Werten; das Ergebnis ist in den Abb. 14 und 15 wiedergegeben. Die theoretischen Werte sind durch ge-

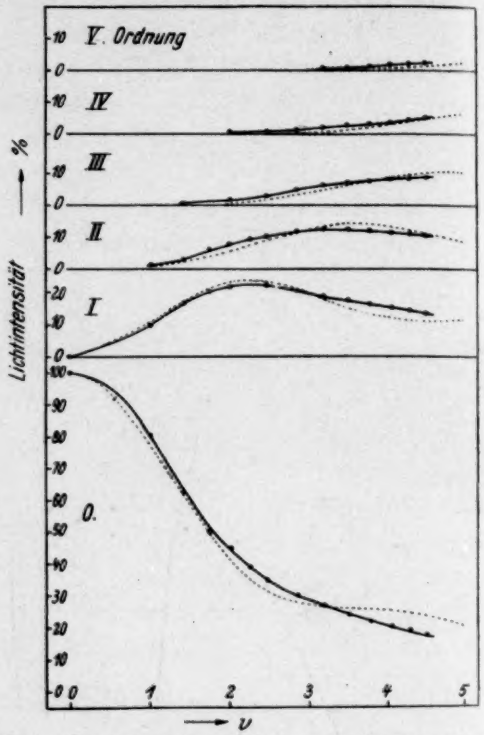

Abb. 15. Verteilung der Lichtintensität in den Spektren nullter bis fünfter Ordnung in Abhängigkeit von $v = 2\pi\mu L/\lambda$ für eine stehende Schallwelle (nach SANDERS)

strichelte, die experimentellen Werte durch ausgezogene Kurven dargestellt.

Die elementare Theorie ist naturgemäß für den senkrechten Einfall des Lichtes in die Schallwelle entwickelt worden. Eine Anwendung des Verfahrens auf den Fall der schiefen Lichtinzidenz ist nun nicht ganz unbedenklich. Beim senkrechten Einfall verlaufen alle Lichtstrahlen anfangs geradlinig und parallel zur Einfallsrichtung — dies war die wesentliche Voraussetzung der Theorie —, eine Annahme, die beim schiefen Einfall nicht ohne weiteres gilt. Bei sehr großen Schallwellenlängen kann

[10]) R. BÄR, Helv. phys. Acta 9 (1936), S. 265.

[11]) F. H. SANDERS, Canad. J. Res. 14 (1936), S. 158.

man wohl die Lichtwege durch parallele gerade Linien annähern und auf diese Weise Intensitätsformeln gewinnen. Man muß sich aber darüber klar sein, daß der Gültigkeitsbereich dieses Verfahrens viel kleiner sein wird, als beim senkrechten Einfall und daß es recht zweifelhaft ist, ob der Anwendung der elementaren Theorie auf den schiefen Einfall mehr als nur qualitative Bedeutung zukommt.

Übertragen wir trotz dieser Bedenken die Verfahrensweise auf den schiefen Einfall, so finden wir, daß auch hier die Intensität der n-ten Beugungsordnung durch das Quadrat einer BESSELfunktion n-ter Ordnung gegeben ist. Jedoch ist v zu ersetzen durch:

$$v \sec \varphi \frac{\sin (\pi L \operatorname{tg} \varphi/\lambda^*)}{\pi L \operatorname{tg} \varphi/\lambda^*},$$

wo φ den Inzidenzwinkel bedeutet. Danach bleibt auch hier die Beugung symmetrisch zur nullten Ordnung, verschwindet jedoch für Inzidenzwinkel, die gegeben sind durch $\operatorname{tg} \varphi = \pm \frac{n \lambda^*}{L}$ (n = ganze Zahl $\neq 0$), weil für diese diskreten Winkel die Phasenmodulation der austretenden Welle verschwindet. Dies Resultat scheint in Übereinstimmung zu stehen mit Beobachtungen von DEBYE und SEARS, welche bemerkten, daß bei gewissen Inzidenzwinkeln das Beugungsbild Minima durchlief. Des weiteren ergibt sich, daß mit wachsendem Inzidenzwinkel das Beugungsbild mehr und mehr zusammenschrumpft, wie ebenfalls experimentell festgestellt wurde. Kritisch für die Anwendbarkeit der Theorie auf schiefe Inzidenzen ist jedenfalls die Frage, ob die geforderte Symmetrie der Beugungswinkel erhalten wird. BÄR hat gezeigt, daß dies im Frequenzbereich von 1—2 MHz tatsächlich der Fall ist.

Bevor wir diesen Abschnitt beschließen, sei noch ein interessanter Versuch erwähnt, den LEVI[12]) vorgenommen hat. Er durchstrahlte das Schallfeld mit divergentem statt parallelem Licht und bildete dann die Lichtquelle wie üblich auf einem Schirm ab. Dieser Schirm besaß am Ort der ersten Beugungsordnung eine Öffnung, durch welche das entsprechende Lichtbündel durchtreten konnte; es wurde dann auf einem zweiten Schirm aufgefangen. Auf dem zweiten Schirm ließen sich helle Streifen beobachten, die symmetrisch zu einem mittleren gelegen und durch dunkle Zwischenräume voneinander getrennt waren. Die Richtungen, unter denen diese Minima auftraten, waren gegeben durch: $\operatorname{tg} \varphi = \pm \frac{n \lambda^*}{L}$ (n = ganze Zahl $\neq 0$). Dies Ergebnis wird wie folgt diskutiert: Die einfallende sphärische Welle kann aufgefaßt werden als zusammengesetzt aus einer Schar ebener Wellen, die mit verschiedenen Inzidenzwinkeln in das Schallfeld eintreten. Die ebenen Wellen, deren Inzidenz gegeben ist durch $\operatorname{tg} \varphi = \pm \frac{n \lambda^*}{L}$, haben beim Austritt aus dem Schallfeld verschwindende Phasenmodulation; sie erzeugen mithin keine Beugungsordnungen und tragen in den genannten Richtungen zur Helligkeit auf dem zweiten Schirm nicht bei.

Wir sahen oben, daß die Anwendung der elementaren Theorie auf den schiefen Einfall zu ebensolchen Folgerungen geführt hat. Da nicht erwartet werden kann, daß die Theorie sogar auf die Beugung sphärischer Wellen angewendet werden kann, ist diese Übereinstimmung der Resultate um so überraschender. Eine Erklärung dieser Ergebnisse muß einer strengen Theorie der Beugung von sphärischen Wellen vorbehalten werden, die allerdings auf erhebliche Schwierigkeiten stoßen dürfte.

Die oben dargestellte elementare Theorie hat SUBBARAMAIYA[13]) auch auf die Lichtbeugung an kapillaren Oberflächenwellen anwenden können. (Lichtbeugung an Kapillarwellen untersuchte zuerst KALÄHNE[14]); siehe auch eine neuere Arbeit von BROWN[15])). Wenn man die Länge der Oberflächenwellen mit Hilfe der Beugungswinkel bestimmt hat, so kann man bei bekannter Frequenz die Oberflächenspannung der Flüssigkeit berechnen. Aus der

[12]) F. LEVI, Nature, Lond. 140 (1937), S. 969.

[13]) SUBBARAMAIYA, Proc. Ind. Acad. Sci. 6 (1937), S. 333.

[14]) KALÄHNE, Ann. Physik 7 (1902), S. 440.

[15]) BROWN, Proc. physic. Soc. 47 (1935), S. 999.

Intensitätsverteilung über die Beugungsordnungen ergibt sich die Amplitude der Riefelung und es wird möglich, durch Messung in verschiedenen Entfernungen von der Schwingungsquelle die Dämpfung der Kapillarwelle zu bestimmen. Auch die Untersuchung des Dämpfungseinflusses von Verunreinigungen der Oberfläche wird durch diese Methode ermöglicht.

Die experimentelle Anordnung sei kurz angedeutet: Ein Bündel parallelen Lichtes fällt senkrecht auf eine Flüssigkeitsoberfläche, in welcher eine ebene Kapillarwelle angeregt ist. Das einfallende Licht wird zum Teil reflektiert, zum Teil durchgelassen. Ist die Oberfläche in Ruhe, so sind die Wellenfronten des durchgelassenen und des reflektierten Lichtes eben. Eine Riefelung der Oberfläche wirkt indessen wie ein Beugungsgitter; die Phasenfronten der Lichtwellen werden wie in der elementaren Theorie wellig verformt, vorausgesetzt, daß die Amplitude der Riefelung nicht zu groß ist. Wenn die Kapillarwelle die Amplitude a besitzt, und als einfach harmonisch angesetzt wird, dann ist die Amplitude der Phasenmodulation gegeben durch: $2\pi(\mu_0 - 1)\, a/\lambda$; ($\mu_0$ = Brechungsindex der Flüssigkeit, λ = Lichtwellenlänge). Die Intensität der n-ten Beugungsordnung ist: $I_n^2(v)$; $(v = 2\pi(\mu_0 - 1)\, a/\lambda)$.

Durch Auswertung seiner Beugungsbilder konnte SUBBARAMAIYA die Kapillarwellenlänge bestimmen und daraus mit Hilfe der hydrodynamischen Formel die Oberflächenspannung berechnen. Er untersuchte auch die Dämpfung der Kapillarwellen bei zwei Frequenzen und

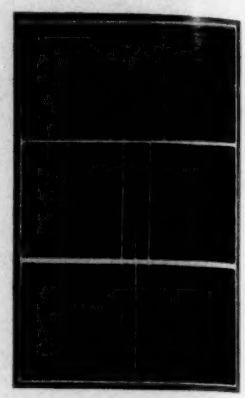

Abb. 16. Lichtbeugung an einer fortschreitenden Kapillarwelle für einige Werte der Variabeln $v = 2\pi(\mu_0 - 1)\, a/\lambda$ (nach SUBBARAMAIYA)

fand die von der Theorie geforderte Konstanz der auf die Frequenz bezogenen Dämpfungswerte angenähert bestätigt. Um die durch SUBBARAMAIYAS Methode eröffneten Möglichkeiten voll auszunutzen, bedarf es noch Untersuchungen mehr quantitativer Art; indessen zeigen einige seiner Beugungsaufnahmen (Abb. 16) die ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Ergebnissen der elementaren Theorie.

Fortsetzung im nächsten Heft:

III. Anwendung der elementaren Theorie auf die Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Festkörpern.

IV. Die Gültigkeitsgrenzen der elementaren Theorie bei senkrechter Lichtinzidenz.

V. Strenge Theorie des Beugungsvorganges für Flüssigkeiten.

VI. Ergebnisse der Theorie von EXTERMANN und WANNIER für senkrechte Lichtinzidenz.

VII. Lösungen für große Werte von ϱ.

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

119.

Deutsches Patent Nr. 675404, patentiert ab 10. 11. 1937, ausgegeben am 8. 5. 1939

I.G. Farbenindustrie AG. Dr. Siegfried Kießkalt, Dr. Josef Nüßlein und Dr. Karl Winnacker in Frankfurt a. M.

Vorrichtung zum Naßbehandeln von Textilgut unter dem Einfluß rascher mechanischer Schwingungen

Um Faserstoffe schnell und gründlich mit einem flüssigen Imprägnier- oder Färbemittel zu durchdringen, wird das in Abb. 1 dargestellte Verfahren vorgeschlagen. In den mit der Flüssigkeit gefüllten Becken 1 befinden sich zwei gelochte Trommeln 2 und 4, zwischen denen sich der Faserstoff befindet. Die innere Trommel ist durch die Träger 5 mit der federnden Platte 6 verbunden. Die Platte 6 trägt eine um die Achse 8 drehbare unbalante Masse 9, durch die das ganze System in kreisförmige Schwingungen versetzt werden kann. Nach den Angaben der Patentschrift kann die benutzte Frequenz etwa zwischen 2 und 100 Hz liegen.

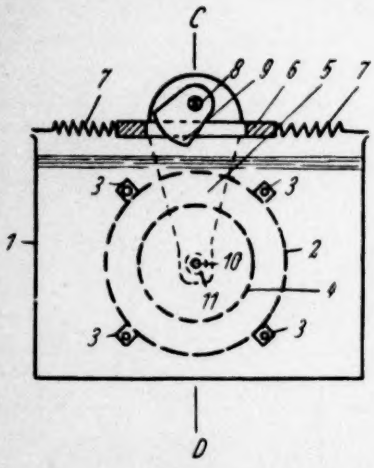

Abb. 1. Schwingmaschine zum Naßbehandeln von Textilgut

120.

Deutsches Patent Nr. 675876, patentiert ab 4. 5. 1934, ausgegeben am 23. 5. 1939

Siemens Apparate- und Maschinen G.m.b.H. in Berlin, Dr. Martin Baesecke

Einrichtung zur Amplitudenübersetzung bei Wasserschallgeräten

Für den wirtschaftlichen Betrieb von Unterwasserschallsendern ist es häufig vorteilhaft, die Amplituden des Schallsenders zu untersetzen. Durch die Verwendung von Hebeluntersetzungen ist eine verlustfreie Übertragung nur schwer möglich, da die erforderlichen Gelenke nicht ohne jedes Spiel gebaut werden können. Nach dem Patent soll deshalb der in Abb. 2 dargestellte Schwinger benutzt werden. Der Hebel 4 wird durch den Schallsender in Richtung des Pfeiles bewegt. Hierdurch wird der zwischen der Strahlerfläche 1 und 2 befindliche Stab 3 gedreht und durch die Verdrehung verkürzt. Die beiden Strahlerflächen bewegen sich in der durch die kleinen Pfeile bezeichneten Richtung mit wesentlich verkleinerter Amplitude. Es ist zweckmäßig, dem Stab 3 bereits im Ruhezustand eine Verdrehungsvorspannung zu geben, die größer als die größte Amplitude des Schallsenders ist, um ein Durchlaufen der Nullage zu verhindern. Eine derartige Anordnung kann auch als Empfänger benutzt werden.

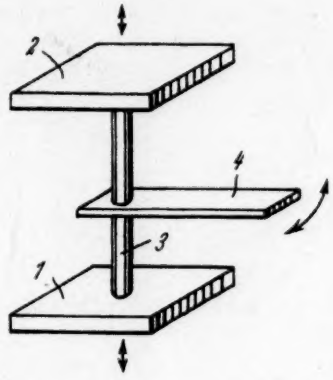

Abb. 2. Wasserschallsender mit Amplituden-Untersetzung

121.

Deutsches Patent Nr. 675906, patentiert ab 11. 2. 1936 ausgegeben am 20. 5. 1939

Adolf Braun in Berlin-Friedrichshagen

Elektromagnetischer Tonabnehmer

Das Patent beschreibt einen Tonabnehmer, dessen Nadel magnetisiert wird, und damit entweder allein oder zusammen mit einem kleinen Zusatzmagneten den erforderlichen magnetischen Fluß liefert. Durch verschiedene Stärke der Vormagnetisierung der Nadel kann man im voraus eine grobe Lautstärkenregelung vornehmen. Eine weitere stetige Regelung der Lautstärke erfolgt bei dem Tonab-

nehmer durch Änderung des Abstandes zwischen Spulenkern und Zusatzmagnet oder magnetischer Nadel. Von den zahlreichen Ausführungsformen ist in Abb. 3 ein Beispiel angeführt. Die zwischen den Klemmbacken *a* und *b* festgehaltene Nadel bewegt sich zwischen den Polschuhen *k* eines U-förmigen Spulensystems, das um die Achse *d* schwenkbar gelagert ist. Das Spulensystem liegt im Bilde senkrecht zur Papierebene. Durch einen Stahldraht *q*, der mit dem Hebel *x* verbunden ist, kann die Spule von der Nadel weggezogen werden. Diese Bewegung geschieht durch Drehen des Exzenters *v*. Die Rückbewegung der Spule erfolgt durch die Feder *p*.

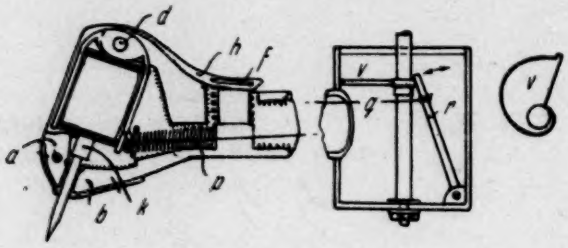

Abb. 3. Elektromagnetischer Tonabnehmer

122.

Deutsches Patent Nr. 675963, patentiert ab 26. 9. 1935, ausgegeben am 22. 5. 1939

Allgemeine Elektricitäts-Gesellschaft in Berlin, Dr. Fritz Klutke

Schaltung eines Röhrenvoltmeters zur logarithmischen Anzeige einer Gleichspannung

Zur Erzielung einer logarithmischen Anzeige soll die in Abb. 4 gezeigte Schaltung benutzt werden. Die in dem Rohr V_1 gleichgerichtete Wechselspannung wird über die Kompensationsbatterie *GB* und den Widerstand *R* dem Gitter des Rohres V_2 zugeführt. Die Spannung der Gitterbatterie ist so bemessen, daß bei größeren Wechselspannungen eine positive Spannung an das Gitter von V_2 gelangt. Durch den einsetzenden Gitterstrom wird die Kennlinie von V_2 in ihrem oberen Teil so umgebogen, daß man eine annähernd logarithmische Anzeige erhält.

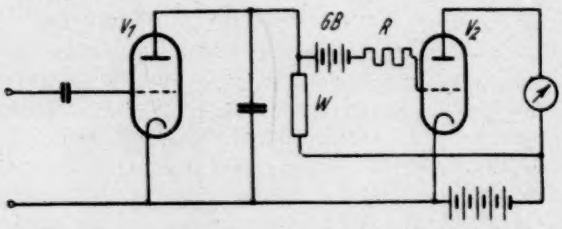

Abb. 4. Logarithmisches Röhrenvoltmeter

123.

Deutsches Patent Nr. 676000, patentiert ab 15. 4. 1934, ausgegeben am 24. 5. 1939

Compania Fundadora Fotoliptofono S.A. in Buenos Aires

Vorrichtung zum Beseitigen der an der Stoßkante zusammengesetzter Tonaufzeichnungen bei der optisch-elektrischen Widergabe entstehenden Störgeräuschen

Es sind Einrichtungen bekannt, bei denen eine Tonschrift von einem blattförmigen Träger, der auf eine Walze aufgespannt wird, lichtelektrisch abgetastet wird. Das um die Walze gewickelte Blatt hat hierbei eine Stoßstelle, die im Augenblick ihres Vorbeigleitens an der Photozelle ein Störgeräusch verursacht. Dieses Störgeräusch soll durch die in Abb. 5 dargestellte Einrichtung unterdrückt werden. Auf der Walze 2 ist ein Blatt 1 aufgewickelt, das an dem Punkt 3 seine Stoßstelle hat. Gelangt jetzt die Stoßstelle vor die Abtastoptik 19, so wird gleichzeitig durch den Nocken 21 ein Schalter 23 betätigt, der in irgendeiner Form die Abtastung für einen Augenblick unterbindet.

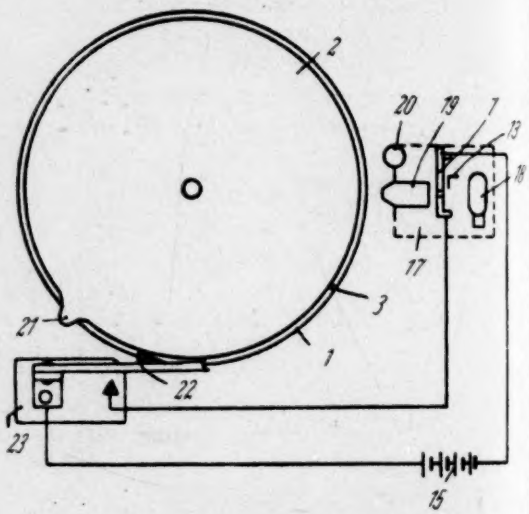

Abb. 5. Abtastgerät für blattförmige Tonaufzeichnungen

124.

Deutsches Patent Nr. 676547, patentiert ab 7. 9. 1935, ausgegeben am 6. 6. 1939

Firma Ed. Sommerfeld in Berlin

Sprachverstärkungsvorrichtung für Gasschutzmasken

Das in Abb. 6 dargestellte Sprachrohr für Gasschutzmasken soll auf zwei Wegen die Sprache ins Freie übertragen. Einerseits greift das Rohr 4 über die am Filteranschlußstutzen 2 befindliche Aus-

atemöffnung und leitet so den Schall direkt auf dem Luftwege weiter, andererseits liegt das obere Ende des Sprachrohres mit einer größeren Fläche fest an dem Filteranschlußstutzen an und soll so den Schall als Körperschall übertragen.

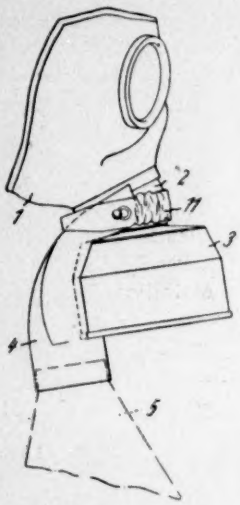

Abb. 6. Gasmaske mit Sprachrohr

125.

Deutsches Patent Nr. 676 873, patentiert ab 1. 11. 193(, ausgegeben am 14. 6. 1939

Voigt & Haeffner AG. in Frankfurt a. M., Adolf Rosenstock

Einrichtung zur Schalldämpfung bei elektrischen Installationsschaltern

Zur Schalldämpfung an elektrischen Schaltern soll, wie die Abb. 7 zeigt, die Schalterkappe *c* mit dem Sockel *a* durch 4 Gummistücke verbunden werden, die durch Aussparungen in Kappe und Sockel festgehalten werden.

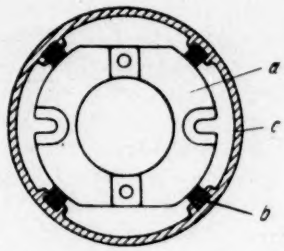

Abb. 7. Elektrischer Schalter mit Schalldämpfung

126.

Deutsches Patent Nr. 677 115, patentiert ab 28. 4. 1932, ausgegeben am 19. 6. 1939

Dr. Wilhelm Lenk, Bad Neustadt (Saale)

Einrichtung zur Erzielung einer schwankungs- und pendelungsfreien Regelung der Frequenz von Musikinstrumenten-Vielfachgeneratoren auf einen einstellbaren konstanten Wert

Es wird vorgeschlagen, zum Antrieb von Musikinstrumenten, bei denen die gesamte Stimmung von der Tourenzahl des Motors abhängt (z. B. Welte-Mignon-Orgel), Synchronmotoren zu benutzen, die durch einen Stimmgabelgenerator oder ein ähnliches mechanisches System betrieben werden. Hierbei ist es nicht notwendig, daß der Synchronmotor die gesamte Leistung aufbringt. Er kann auch zusammen mit einem einfachen Motor nur zur Steuerung der Tourenzahl benutzt werden.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

R. Feldtkeller, **Einführung in die Siebschaltungstheorie der elektr. Nachrichtentechnik.** Verlag S. Hirzel, Leipzig 1939. 174 Seiten mit 130 Abbildungen. Brosch. RM. 10,—, geb. RM. 12,—.

Das Buch, das von H. Fassbender in der Buchreihe: „Physik und Technik der Gegenwart" herausgegeben wird, ist eine Fortführung der „Einführung in die Vierpoltheorie", die von demselben Verfasser vor 2 Jahren für die gleiche Buchreihe geschrieben worden ist. Während der erste Band nur die allgemeinen Eigenschaften linearer Vierpole behandelte, befaßt sich der neue Band eingehender mit den Siebschaltungen, die in der Trägerfrequenztechnik zur Trennung verschiedener Kanäle praktische Anwendung gefunden haben.

Als Kenngrößen, die für die Wirksamkeit von Siebschaltungen allein maßgeblich sind, werden Betriebsdämpfung und Echodämpfung bestimmt und zwar für: „Siebschaltungen aus einem verlustfreien Zweipol", „Siebschaltungen aus einem verlustfreien Vierpol", und „Siebketten". Bei den letzteren wird nach eingehender Behandlung der Grundketten aus normalen *T*- und *Π*-Gliedern ausführlich die „Ebnung des Wellenwiderstandes" und die „Versteilerung des Dämpfunganstieges" durch die Zobelschen *m*-Halbglieder besprochen. Der letzte Abschnitt behandelt „Siebschaltungen und Siebketten mit Verlusten".

Die Darstellung stützt sich zwar vielfach auf die allgemeinen Begriffe, die in der „Einführung

in die Vierpoltheorie" abgeleitet worden sind, ist aber doch so gehalten, daß ihr auch Leser, die dies Buch nicht gelesen haben und auch sonst nicht über besondere Vorkenntnisse verfügen, ohne jede Schwierigkeit folgen können. Dies beruht auf einem genau durchdachten, lückenlosen Aufbau der Theorie, der von dem üblichen teilweise merklich abweicht und eigene Wege geht. So erfolgt z. B. die Behandlung der Einzelvierpole ausschließlich mit Hilfe ihrer „Schwingwiderstände", die aus Summe und Differenz von Leerlaufwidersfand und Kernwiderstand bestehen. Die Beträge dieser Schwingwiderstände — bezogen auf den reellen Abschlußwiderstand des Vierpols — liefern die Koordinaten einer Ebene, in der die Betriebsdämpfung durch Höhenlinien übersichtlich dargestellt wird. Auch für die mehrgliedrigen Grundketten werden ähnliche Schaubilder der Betriebsdämpfung angegeben und vermitteln nicht nur einen guten Überblick über die günstigsten Betriebsverhältnisse, sondern liefern auch die Unterlage für die Bemessung der Schaltungselemente bestimmter Formen von Vierpolen.

Diese übersichtliche Darstellungsweise — im Verein mit einer sehr sorgfältigen Durchführung aller Rechnungen, die auch nicht die kleinste Zwischenrechnung wegläßt, macht das Buch zu einem ausgezeichneten Lehrbuch. Der Leser gewinnt die Überzeugung, daß das ganze schwierige Gebiet der Siebschaltungen eigentlich ganz einfach zu übersehen und rechnerisch zu beherrschen sei. Das Buch kann daher nicht nur den Studierenden der Technischen Hochschulen, sondern auch allen denen aufs Wärmste empfohlen werden, die beruflich mit Siebschaltungen zu tun haben. KIRSCHSTEIN

VDI-Jahrbuch 1939. Die Chronik der Technik. Herausgegeben im Auftrage des Vereins deutscher Ingenieure von A. LEITNER, VDI. DIN A 5, 306 S. Berlin 1939. VDI-Verlag GmbH. Brosch. RM 3,50, für VDI-Mitglieder RM. 3,15.

Dieser sechste Jahresbericht gibt in der bewährten Form einen Abriß der Entwicklung der Technik für die Zeit von Ende 1937 bis Ende 1938. Der Akustik widmet sich vor allem der Abschnitt „Schalltechnik" von W. ZELLER. Er umfaßt physikalische und physiologische Untersuchungen, die Entwicklung der Meßtechnik, die Bau- und die Raumakustik und die Lärmabwehr. Einige elektroakustische Arbeiten werden auch in dem Abschnitt „Fernmeldetechnik" von H. FASSBENDER erwähnt. Der Abschnitt „Schwingungslehre" von H. MENGES behandelt die theoretischen Grundlagen, die Schwingungsmeßtechnik sowie Schwingungen im Maschinenbau, im Fahrzeugbau und im Bauwesen.

GERHARD BUCHMANN

LUDWIG BERGMANN, **Der Ultraschall.** 2. Auflage. VDI-Verlag G. m. b. H. 370 Seiten (m. 225 Abb.) 1939. Preis RM. 25,—.

Der „Bergmann" ist nach ganz kurzer Zeit in zweiter Auflage erschienen! Eines besseren Beweises für die Güte des Buches wie für das große Bedürfnis einer Zusammenstellung aller Ergebnisse der Ultraschalltechnik bedarf es nicht. Es bleibt dem Referenten daher nur übrig, auf die Unterschiede zwischen erster und zweiter Auflage hinzuweisen. In vielem war eine Überarbeitung des ganzen Stoffes notwendig, da in der Zwischenzeit manche neue Ergebnisse vorlagen. Besonders die Besprechung der Anwendungen ist erheblich ausgedehnt worden. (Bestimmung der elasto-optischen Konstanten, Skophony-System für Fernsehempfang, Ultraschall in der Metallkunde und Materialprüfung, Ultraschallstroboskopie usw.). Das Literaturverzeichnis weist nunmehr fast 700 Arbeiten auf, gegenüber der 1. Auflage ist der Stoff um rd. 130 Seiten erweitert worden.

Jeder, der sich mit Ultraschall zu beschäftigen hat, wird in der neuen Auflage alles das finden, was er an Rüstzeug für seine Arbeiten braucht.

E. MEYER

ROBERT WILLIAMS WOOD, **Supersonics, the science of inaudible sounds.** Brown University, Providence, Rhode Island, Preis $ 2,—.

Das vorliegende Büchlein ist die Drucklegung von 3 Vorträgen, die R. W. WOOD 1937 im Rahmen der CHARLES K. COLVER-Stiftung der Brown Universität in den Vereinigten Staaten von Amerika über das Gebiet des Ultraschalls gehalten hat. R. W. WOOD, der, wie er selbst schreibt, das Glück gehabt hat, für kurze Zeit bei Prof. LANGEVIN während der Entwicklung der Quarzultraschallsender tätig gewesen zu sein, ist auf dem Gebiet der Ultraschalltechnik durch seine gemeinsame Arbeit mit LOOMIS vom Jahre 1927 bekannt geworden. Diese Arbeit, die übrigens in dem vorliegenden Buch zum großen Teil abgedruckt ist, trug sicherlich viel dazu bei, die Aufmerksamkeit auf die physikalischen, chemischen und biologischen Effekte zu lenken, die ein starker Schall hoher Frequenz auslösen kann. Auch die wesentliche Ursache aller dieser Erscheinungen wurde damals gut erkannt, wie eine in dem Buch wiedergegebene Äußerung „All acceleration and no motion" beweist. Die Darstellung von WOOD zeigt die auch sonst aus seinen Veröffentlichungen her bekannte Klarheit. Besonders schön kommt dies z. B. bei der Besprechung des HARTMANNschen Luftstrahlgenerators, bei einem Vergleich mit den Arbeiten von GAINES über große Schallstärken bei Hörfrequenzen, sowie bei der Behandlung der Änderung der Schallgeschwindigkeit durch molekulare Prozesse zum

Ausdruck. Es ist belehrend und zugleich anregend, das Büchlein von Wood über Ultraschall zu lesen.
E. Meyer

Friedrich Gladenbeck, **Jahrbuch des elektrischen Fernmeldewesens.** Verlag für Wissenschaft und Leben, Georg Heidecker, Berlin 1939. 372 S. Preis RM. 22,—.

Das im 2. Band vorliegende Buch gibt wieder einen vorzüglichen Überblick über die im abgelaufenen Jahr behandelten Probleme der Fernmeldetechnik. Nach einem Geleitwort des Reichspostministers, Dr. Ing. e. h. W. Ohnesorge, behandeln F. Lüschen und K. Küpfmüller die Möglichkeiten der Verbesserung des zeitlichen Wirkungsgrades verschiedener Fernsprechverbindungen durch weitere Automatisierung. F. Gladenbeck berichtet über die schwierige Frage nach der Güte einer Fernsprechleitung und zeigt, wie die Deutsche Reichspost bemüht ist, alle hier eingehenden Faktoren, wie Lautstärke, Laufzeit, Verzerrungen der Dämpfung, der Phase und nichtlinearer Art, Fremdgeräusche usw. in ihrer Wertigkeit gegeneinander abzuwägen. H. Bornemann zeigt die künftige Entwicklung des Fernsprechweitverkehrs vom Blickpunkt des CCIF (Comité Consultatif International Téléphonique) auf. Den Akustiker dürfte besonders die Zusammenstellung von W. Janovsky und H. Panzerbieter „Stand und Ziel der Entwicklung von Fernsprechmikrophonen und Telephonen" interessieren. Der Übergang zur Leichtmetallmembran scheint sowohl beim Mikrophon wie beim Fernhörer wesentliche Verbesserungen gebracht zu haben. Das Kabelgebiet ist mit einigen meßtechnischen Arbeiten „Nebensprechbedingungen in Fernsprechkabeln mit trägerfrequenter Ausnutzung" von K. Herz und G. Pleuger, „Fehlerortung an fremdgestörten Schwachstromkabeln" von N. Chr. Weyss, und mit einer heute besonders wichtigen Arbeit von W. Glitsch und K. Wagner über Austauschstoffe für Kabel und Leitungen vertreten. M. Langer erörtert die Probleme der Wählertechnik, die mit der Automatisierung des Ferndienstes durch Einführung der Tonfrequenzfernwahl gestellt sind. Nach einem Bericht von W. Pietsch über Stromversorgungsanlagen der Deutschen Reichspost leitet eine Betrachtung von W. Waldow über den wirtschaftlichen Aufwand und Nutzen bei Einführung des Drahtfunks zum Fernsehen über. Dieses heute besonders aktuelle Gebiet wird in 3 Arbeiten „Gedanken zur Fernsehentwicklung" von G. Flanze, „Fernsehsprechen und Fernsehrundfunk" von A. Gehrts, „Reichspost-Fernseh-Gesellschaft mit beschränkter Haftung" von J. Tritz — eine Betrachtung über eine später einmal zu gründende Fernseh-Betriebsgesellschaft — behandelt. Den Abschluß des Buches bilden die Aufsätze „Funkfernsprechverbindungen mit Übersee unter besonderer Berücksichtigung der in Vorbereitung befindlichen Linie Berlin-New-York" von W. Hahn und W. Zerbel, „Die verschiedenen Arten der telegraphischen Zeichenübermittlung und ihre Anwendung im In- und Auslandsdienst" von W. Hering und H. Stock, „Deutschland als Durchgangsland für den zwischenstaatlichen Fernsprechdienst" von K. Ehlers und „Die Eingliederung des österreichischen Fernmeldewesens in die Deutsche Reichspost" von R. Führer.
Grützmacher

Paul Eduard Klein, **Transformatoren und Drosseln.** Deutsche Radio-Bücherei, Bd. 50, 3. Aufl. Verlag Deutsch-Literarisches Institut, Berlin. Preis RM. 3,50.

Das 127 Seiten umfassende Bändchen stellt ein sehr wertvolles Hilfsmittel beim Selbstbau von Transformatoren und Drosseln dar. Es ist vorwiegend für die Praxis geschrieben, verzichtet auf lange Herleitungen und beschränkt sich in knapper, klarer Art auf die notwendigsten Formeln, vereinfacht und veranschaulicht diese durch Zahlenbeispiele, Tabellen und graphische Darstellungen. Der Stoff wird in der Hauptsache in 3 großen Abschnitten, den Netztransformatoren, den Netzdrosseln und den Niederfrequenztransformatoren geboten. Dabei werden zunächst die notwendigen Gleichungen mitgeteilt, die rasch soweit vereinfacht werden, daß die bekannten Daten eingesetzt werden können. Darauf wird jeweils ein vollständiges Zahlenbeispiel durchgerechnet. Das Buch hält durchaus, was es verspricht. Es kann dem Selbstbauer von Transformatoren zur Anschaffung empfohlen werden.
Lottermoser

Edgar Scholz, **33 neue Rundfunk-Empfänger- und -Verstärker-Schaltungen.** Deutsche Radio-Bücherei, Bd. 81. Verlag Deutsch-Literarisches Institut, Berlin. Preis RM. 1,50.

In dem vorliegenden Heft findet der Leser, der sich über moderne Hoch- und Niederfrequenzschaltungen unterrichten will, ein sehr vollständiges Bild von bewährten Anordnungen. Ein-, Zwei-, Dreikreisgeräte und Übertragungs- und Kurzwellenempfänger sowie einige Verstärker werden in ihren Schaltschemen gezeigt und die notwendigen Daten der Spulen-, Widerstandsgrößen usw. angegeben. Es wird auf moderne im Handel befindliche Bauteile verwiesen, wobei auch die neuen Röhrentypen genügende Beachtung finden. Innerhalb einer Gruppe findet man Batterien-, Gleichstrom-, Wechselstrom- und Allstrombetriebene Geräte, so daß wirklich auf alle Bedürfnisse Rücksicht genommen ist. Das Büchlein gibt einen sehr guten Überblick über moderne Schaltungen. Der Bastler kann sich mit seiner Hilfe die seinen Zwecken am besten entsprechende Schaltung heraussuchen und den Bau be-

ginnen, wobei ihm noch erleichtern dürfte, daß zu den meisten im Buche enthaltenen Schaltungen Baupläne zu erhalten sind. LOTTERMOSER

F. V. HUNT, **Investigation of Room Acoustics by Steady-State Transmission Measurements I.** J. Acous. Soc. Am. 10 (1939), S. 216.

Die geniale Methode W. C. SABINES, das Schluckvermögen eines Gegenstandes durch die Verringerung der Nachhallzeit zu messen, erlebt z. Z. eine Krise. Wenn auch für bestimmte Zwecke dieses statistische Verfahren stets beibehalten werden wird, so sucht man doch immer mehr nach Methoden, die physikalisch definierter sind und auch bei feineren Messungen nicht zu stark streuen. Eine Gruppe dieser Methoden arbeitet genau wie das Hallraumverfahren in geschlossenen Räumen. Aber während beim statistischen Hallraumverfahren versucht wird, durch große Raumabmessungen und die Verwendung von Heultönen immer sehr viele Eigentöne anzustoßen und womöglich durch schiefwinklige Räume oder diffuse Oberflächen eine weitere Verwischung eintreten zu lassen, arbeiten die genannten neueren Verfahren nach Möglichkeit mit der Anregung eines einzigen Eigentones in einfachen und möglichst kleinen Räumen. Einen sehr bemerkenswerten Beitrag zu diesen Methoden, die auch in Deutschland bereits in Angriff genommen wurden (vgl. H. und L. CREMER, Akust. Z. 2 [1937], S. 300, und H. GEMPERLEIN, Z. Hochfrequenztechn. 52 [1938], S. 193) stellt die vorliegende Arbeit von F. V. HUNT dar.

Der Verf. benutzt einen rechtwinkligen Raum, dessen eine Seitenfläche 60 × 40 cm konstant bleibt und mit der zu messenden Probe des schluckenden Materials belegt wird. Die dritte Raumabmessung kann auf 5 verschiedene Werte verändert werden, nämlich 75, 70, 60, 50 und 33 cm. Hierdurch wird einmal eine große Variation der Eigenfrequenzen und gleichzeitig eine größere Variation der Einfallswinkel erhalten, denn beim rechteckigen Raum gehört zu jedem Eigenton auch ein ganz bestimmter Einfallswinkel. Bei den genannten kleinen Abmessungen des Raumes lassen sich die Eigenfrequenzen im Gebiet von 250—1500 Hz genügend trennen, um aus jeder einzelnen Resonanz auf die zugehörige Dämpfung und daraus auf den Schluckgrad des Materials zu schließen. Dies gelingt am besten bei Abtastung des Schallfeldes durch einen in der Mitte des Raumes befindlichen Druckempfänger, weil hier alle Eigentöne, die ungerade Ordnungszahlen enthalten, einen Druckknoten aufweisen. Dadurch verringert sich die Zahl der Eigentöne auf den achten Teil. Die Ermittlung der Dämpfung erfolgt bei der vorliegenden Untersuchung im stationären Zustand durch Ausmessung der Halbwertsbreite. Für diese Methode ist es notwendig, daß die Schallquelle selbst keinerlei Resonanzeigenschaften in das Verfahren hineinträgt. Eine derartig konstant wirkende Schallquelle erreicht der Verf. dadurch, daß er vor die Öffnung eines handelsüblichen Lautsprechers ein Rohr von 1 cm lichter Weite, 7,5 cm Länge und angefüllt mit 63 Kupferdrähten schaltet. Er belastet also den Lautsprecher zunächst mit einem großen reellen Strömungswiderstand und erreicht, daß am Ende dieser Kapillaren über dem Frequenzbereich von 800—1500 Hz eine nahezu konstante Schallschnelle auftritt, und daß auch im tieferen Bereich eine vollständig monotone Änderung erfolgt.

Ausführlich mitgeteilt werden die an einer 1,2 cm starken Celotex-Wand ermittelten Werte. Die Meßpunkte, die auf der f—ϑ-Ebene verstreut sind, werden sorgfältig extrapoliert, so daß Frequenzabhängigkeit bei verschiedenen Einfallswinkeln und Winkelabhängigkeiten bei verschiedenen Frequenzen entstehen. Die Winkelabhängigkeit erweist sich in leidlicher Übereinstimmung mit der bekannten Anpassungsformel:

$$s = 1 - \left(\frac{Z\cos\vartheta - Z_0}{Z\cos\vartheta + Z_0}\right)^2.$$

Hierin bedeutet s den Schluckgrad, Z den Wandwiderstand des Prüfmaterials und Z_0 den Wellenwiderstand in der Luft.

(Der Verf. macht hierbei drei Vernachlässigungen Er nimmt erstens an, daß Z selbst unabhängig vom Einfallswinkel ist, was freilich beim genannten Material im vorliegenden Frequenzbereich berechtigt sein dürfte. Er setzt ferner den bei diesem Verfahren erhaltenen Schluckexponenten — ln $(1-s)$ gleich dem Schluckgrads [s. Akust. Z. 2 (1937), S. 226]. Dies ist sicher in Anbetracht der stellenweise bis zu 80% gehenden Werte unzulässig. Vor allem nimmt er einen rein reellen Wandwiderstand an. Der Blindanteil ist aber hier von der gleichen Größenordnung wie der Realanteil des Wandwiderstandes.)

Der Verf. gibt zum Schluß auch Dämpfungswerte für streifenden Einfall an. Da für diesen Fall bisher theoretisch noch keine Angaben vorliegen, inwieweit hierbei die an einem speziellen Raum gegebenen Daten eine allgemeine Bedeutung haben, und da das vorliegende Verfahren nur das Produkt aus Schluckgrad und Einfallskosinus liefert, führt der Verf. dieses Produkt hierfür als kennzeichnende Größe ein.

L. CREMER

W. L. BARROW. **The Multitone.** J. Acous. Soc. Am. Vol. 10, Nr. 4, S. 275, 1939.

Für raumakustische Messungen verwendet man häufig Heultöne, die nicht zu völlig klaren Versuchsbedingungen führen. Die Amplituden der verschiedenen Frequenzkomponenten des Heultones sind ungleich groß und hängen von Heulfrequenz, Soll-

frequenz und Heultonbreite ab, andererseits kann bei geringer Heulfrequenz die Nachhallzeit mit der Heulperiode vergleichbar werden. Auch die Schallerzeugung durch Röhren oder Widerstandsrauschen führt zu keinem Fortschritt.

Deshalb schlägt der Verfasser den „Vielton" vor, der aus N gleich starken, aufeinander in gleichen Frequenzabständen folgenden reinen Tönen besteht. Verschieden abgestimmte Resonanzkreise, die mit Hilfe eines rotierenden Kommutators und einer Gleichspannungsquelle angestoßen werden, liefern diese Teiltöne, welche über Entkopplungswiderstände miteinander gemischt werden. Durch Verschieben der Kommutatorbürsten können die Phasen beliebig eingestellt werden. — Bei gleichen Phasen der Teiltöne soll der Vielton rauh, bei statistischer Phasenzusammensetzung dagegen weich klingen. — Der Klirrfaktor eines einzelnen Generators beträgt etwa 1%. Der Verfasser benützt einen aus 11 Komponenten bestehenden Vielton, der sich über eine Gesamtfrequenzbreite $\Delta f = 0{,}2 f$ erstreckt, wo f die mittlere Frequenz des Tongemisches ist. Durch Aufnahme auf Schallplatten und Umspielen bei verschiedener Drehgeschwindigkeit kann dann eine beliebige Frequenztransformation des Vieltones vorgenommen werden. E. Skudrzyk

G. W. C. Kaye und E. J. Evans, **Sound Absorption of Snow.** Nature Vol. 143, Nr. 3611, S. 80.

Die schallschluckende Wirkung von frisch gefallenem Schnee, die subjektiv hinlänglich bekannt ist, wurde in den Hallräumen des National Physical Labor in Teddington meßtechnisch untersucht. Die Messungen mußten wegen der geringen Lebensdauer dieses außergewöhnlichen Schluckstoffes in aller Eile durchgeführt werden. Die unten angegebenen Schallschluckwerte sind deshalb nicht mit der sonst üblichen Genauigkeit gemessen.

Die geprüfte Fläche war ca. 10 m² groß; es konnten zwei verschiedene Schichtdicken von 2,5 cm und 10 cm Stärke geprüft werden.

Schichtdicke	125 Hz	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz
2,5 cm	0,15	0,40	0,65	0,75	0,80	0,85
10 „	0,45	0,75	0,90	0,95	0,95	0,95

Die gemessenen Schallschluckwerte zeigen, daß die Schallschluckung von frisch gefallenem Schnee auch bei geringer Schichtdicke sehr hoch ist und gleiche Schichtdicke vorausgesetzt wohl von kaum einem anderen speziellen Schallschluckstoff erreicht werden dürfte. L. Keidel

Dah-You Maa, **Distribution of Eigentones in a Rectangular Chamber at Low Frequency Range.** J. Acous. Soc. Am. 10 (1939), Nr. 3, S. 235.

Die bekannte asymptotische Formel zur Berechnung der Anzahl der Eigenfrequenzen eines Raumes unterhalb einer vorgegebenen Frequenz ν gilt nur dann, wenn eine große Zahl von Eigenfrequenzen unterhalb ν liegt. Wie R. H. Bolt zeigt, tritt selbst im Falle von 150 Eigenfrequenzen noch ein Fehler von 50% auf. Durch eine Verfeinerung der Ableitung gelangt man aber zu Ausdrücken, die schon bei relativ tiefen Frequenzen mit großer Genauigkeit gelten.

Mit den üblichen Bezeichnungen sind die Eigenfrequenzen des rechteckigen Raumes gegeben durch:

$$(1) \qquad 4\pi\nu^2/c^2 = \frac{p_x^2\pi^2}{L_x^2} + \frac{p_y^2\pi^2}{L_y^2} + \frac{p_z^2\pi^2}{L_z^2} \quad \| \; p_x, p_y, p_z = 0, 1, 2 \ldots$$

L_x, L_y, L_z sind darin die Raumdimensionen. Die Eigenfrequenzen unterhalb ν liegen innerhalb des durch (1) gegebenen Ellipsoids und erfüllen, da nur positive p_x, p_y, p_z zugelassen sind, den positiven Raumoktanten. Bekanntlich entspricht jedem ganzzahligen (p_x, p_y, p_z) und damit jeder Vulumeneinheit des positiven Ellipsoidoktantens eine Eigenschwingung, so daß deren Zahl N gegeben ist durch:

$$(2) \qquad N = \frac{1}{8}\frac{4\pi}{3}\left(\frac{2L_x\nu}{c}\right)\left(\frac{2L_y\nu}{c}\right)\left(\frac{2L_z\nu}{c}\right) = \frac{4\pi V\nu^2}{3c^3}.$$

V ist darin das Raumvolumen. Dieser Ausdruck ist insofern mangelhaft, als bei der Teilung des Ellipsoids in Raumoktanten die Netzpunkte (p_x, p_y, p_z ganzzahlig) der Koordinatenebenen auf die beiden anstoßenden Oktanten verteilt werden, während sie, da sie mögliche Eigenschwingungen darstellen, vollständig zum positiven Raumoktanten gezählt werden müssen. Ähnlich wurden die Punkte (p_i 00) der Koordinatenachsen auf die 4 anstoßenden Oktanten, statt nur auf den einen positiven Oktanten aufgeteilt. Berücksichtigt man diese in (2) nicht mitgezählten Punkte, so erhält man auf direktem Wege als verbessertes Ergebnis:

$$(3) \qquad N = \frac{4\pi V}{3\lambda^2}\left[1 + \frac{3S\lambda}{16V} + \frac{3L\lambda^2}{8V}\right]$$

und daraus:

$$(4) \qquad \delta N = \frac{4\pi V}{c^3}\left(1 + \frac{Sc}{8V\nu} + \frac{Lc^2}{8\pi V}\frac{1}{\nu^2}\right) d\nu.$$

Darin ist λ die Wellenlänge, $S = 2(L_y L_z + L_z L_x + L_x L_y)$ die Gesamtfläche des Raumes, und $L = L_x + L_y + L_z$.

Als Anwendung wird die Energiedichte der Eigenfrequenzen und die Verteilung ihrer Wellennormalen über die Raumwinkel bestimmt. Wird eine genügend große Anzahl von Eigenschwingungen angeregt, so ergibt sich auch hier das diffuse Schallfeld.

E. Skudrzyk

Richard H. Bolt, **Frequency Distribution of Eigentones in a Three Dimensional Continuum.** J. Acous. Soc. Am. 10 (1939), Nr. 3, S. 228.

Unterschiedlich zu Dah-You Maa geht der Verf. vom Frequenzraum aus. Die möglichen Eigenfre-

quenzen sind darin durch die Punkte des oben unter (1) definierten Netzes gegeben. Zur Bestimmung der Dichte der Eigenfrequenzen betrachtet der Verf. als zweidimensionales Beispiel eine rechteckige Fläche, deren Seiten ein ganzzahliges Vielfaches der Netzabstände sind. Je nach der Lage der Fläche in der Frequenzebene überdeckt diese mehr oder weniger Netzpunkte. Die Fläche wird nun so durch die Netzpunkte und den Ursprung hindurchgelegt, daß deren Parallelseiten je den gleichen Abstand von den nächstliegenden Netzgeraden haben. (Die Seiten dieser Fläche liegen in der Mitte zwischen zwei Netzgeraden.) Die in den negativen Quadranten fallenden Flächenstücke werden als physikalisch bedeutungslos bei der Bestimmung der mittleren Dichte der Netzpunkte in dieser Fläche nicht mitgezählt (s. Fig. 6C der Originalarbeit). Auf den dreidimensionalen Fall verallgemeinert ergibt sich dann für die Zahl N_b der Eigenschwingungen unterhalb ν:

$$(5) \qquad N_b = \frac{4\pi V}{3c^3}\left(\nu^3 + \frac{3c\,R^{1/2}}{4V}\cdot\nu^2\right),$$
$$R = (L_x L_y)^2 + (L_y L_z)^2 + (L_z L_x)^2$$

und für die Frequenzdichte:

$$(6) \qquad d N_b = \frac{4\pi V}{c^3}\left[\nu^2 + \frac{c\,R^{1/2}}{2V}\nu\right] d\nu.$$

In der Arbeit wird in einer Reihe von Abbildungen die Zahl der auf diese Art berechneten, der nach (2) bestimmten und der für den rechteckigen Raum direkt gezählten Eigenschwingungen miteinander verglichen. Trotz der äußerlichen Verschiedenheit der Ausdrücke (3), (5) und (4), (6) führen sie zu fast dem gleichen Ergebnis, und die Übereinstimmung mit den für den rechteckigen Raum direkt bestimmten Werten ist ausgezeichnet. E. Skudrzyk

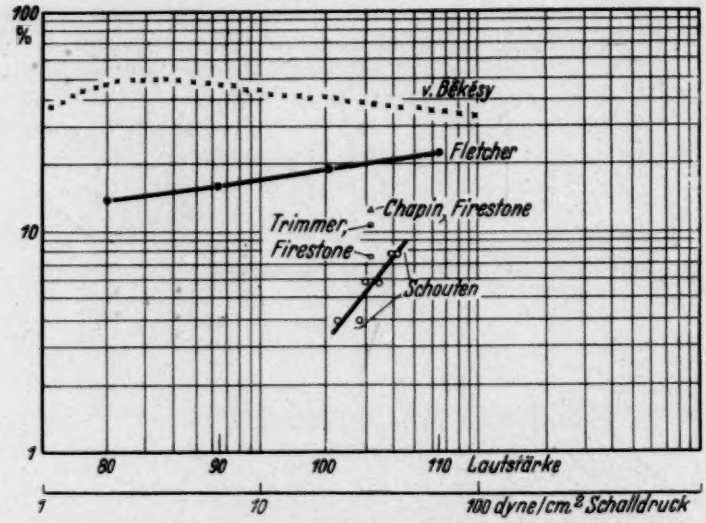

Abb. 1. Intensitäten subjektiver Oktavtöne nach von Békésy, Fletcher, Chapin-Firestone, Trimmer-Firestone und Schouten

J. F. Schouten. **The Perception of Subjective Tones.** Proceedings Koninklije Nederlandsche Akademie van Wetenschappen te Amsterdam **41**, 1086—1093 Dec. 1938.

Der Nachweis der durch Nichtlinearität im Ohr entstehenden Obertöne geschah bisher auf zweierlei Weise. Fletcher (J. Acous. Soc. Am. 1 1929 S. 311) und v. Békésy (Ann. Phys. 20, 1934 S. 809 ließen auf das Ohr einen reinen Ton wirken und fügten zu diesem einen zweiten gegen dessen Oktave etwas verstimmten Ton. Es werden dann Schwebungen gehört, die durch Überlagerung des im Ohr entstehenden, subjektiven Oktavtons mit dem objektiven Oktavton zustande kommen sollen. Die Intensität beider Töne soll dann gleich sein, wenn die Schwebungen besonders deutlich zu hören sind. Abb. 1 zeigt, wie hoch mit diesem Verfahren die Intensität der subjektiven Oktavtöne gemessen wird.

Chapin und Firestone (J. Acous. Soc. Am. 5, 1933 S. 173) und Trimmer und Firestone (J. Acous. Soc. Am. 9, 1937 S. 24) untersuchten den Einfluß der Phase eines objektiven Teiltons auf die Tonqualität. Es existieren danach zwei Grenzwerte der Phasenlage, einmal A, wenn der objektive Teilton den subjektiven gerade aufhebt und C, wenn sich beide verstärken. In Phase A entsteht ein runder, voller, bei C ein rauher, lauter Toncharakter. Als Maß für die Größe des subjektiven Tons ntdie der objektive Ton, der bei bestimmter Größe und Phasenlage den subjektiven zum Verschwinden bringt. (Siehe Abb. 1).

Verf. konnte die Größe des subjektiven Oktavtons mit einer lichtelektrischen Anlage messen, bei welcher auf einer Kreisscheibe angeordnete Schlitze an ausgeschnittenen Flächen bestimmter Kurvenbegrenzung vorbei rotierten. Die Grundfrequenz war 200 Hz und die einstellbare Phasenlage des Oktavtons wurde mit dem Kathodenstrahloszillograph verfolgt. Die auf das Ohr wirkenden Lautsprechertöne wiesen einen Klirrfaktor von max. 1% auf. Der Phaseneffekt konnte bestätigt werden. Bei der Untersuchung des Schwebungseffektes mit Hilfe eines zweiten bei 406 Hz tönenden Lautsprechers wurde festgestellt, daß bei den Phasenlagen A Grundtonschwebungen zwischen 200 Hz und dem Differenzton 406—200 Hz hörbar wurden. Möglicherweise sind diese verantwortlich für die hohen Werte von Fletcher und v. Békésy. (S. a. Akust. Z. 2 [1937] S. 148).

Eine weitere Untersuchung befaßt sich mit der Grundtonempfindung bei verschiedenen Klängen.

Dabei wird die bekannte Tatsache erneut bestätigt, daß bei dem vollständigen Fehlen des Grundtons in einem obertönigen Klang die Empfindung dieselbe ist, als wenn ein Grundton vorhanden wäre. Mit der erwähnten Anlage konnten diese Erscheinungen in anschaulicher Weise beobachtet werden. Neu ist die Feststellung, daß sich die Grundtonempfindung auch dann nicht verändert, wenn der nur durch Differenztonbildung im Ohr zustande gekommene Grundton durch einen in Gegenphase dazugegebenen Ton aufgehoben wird. Es bleibt nach Verf. für diese Erscheinung keine andere Erklärung, als daß das Ohr nicht so sehr auf das Klangspektrum anspricht, als daß es eine Möglichkeit hat die im Schalldruckverlauf auch bei fehlendem Grundton erkennbare Grundtonperiode wahrzunehmen ist. LOTTERMOSER

BEECHER B. CARY, **Some Acoustic Problems of the Automotive Fan.** J. Acous. Am. Soc. 10 (1938), S. 63—67.

Die Motor- und Fahrgeräusche moderner Kraftwagen sind so gering, daß der Kühlerpropeller eine wesentliche Lärmquelle darstellen kann. Als gutes Mittel, die Ventilatorgeräusche zu beseitigen, hat sich die Veränderung der Zahl und der Anordnung der Flügel bewährt. Der Verfasser hat eine ganze Anzahl solcher Kühlerpropeller mit einem Klanganalysator untersucht und zeigt, wie bei gleicher Drehzahl und Flügelzahl, aber veränderter Winkelstellung der Flügel zueinander, einzelne Komponenten des Klangspektrums zugunsten anderer unterdrückt werden können. Auf diese Weise ist es möglich, den Hauptanteil der Schallabstrahlung in Frequenzgebiete zu verlegen, in denen er durch andere Fahrzeuggeräusche verdeckt wird. Da diese Fahrzeuggeräusche meistens ziemlich tiefe Frequenzen aufweisen, sind vielflüglige und ebenso auch hochtourige Propeller unzweckmäßig; zur Erzeugung des nötigen Luftstromes sind große, langsam rotierende Ventilatoren vorzuziehen.

GERHARD BUCHMANN

R. S. SHANKLAND and J. W. COLTMAN, **The Departure of the Overtones of a Vibrating Wire From a True Harmonic Series.**

Der Aufbau der ganzzahligen Obertöne bei Saitenschwingungen wird neben anderen Faktoren hauptsächlich durch die Abhängigkeit der Teiltonfrequenzen von der Amplitude und der Nachgiebigkeit der Saitenenden gestört. Er werden zwei Gleichungen für die Frequenzen der Teiltöne entwickelt, die für die Ausspannung der Saiten zwischen 1. völlig starren und 2. nachgiebigen Enden gelten. Die benutzte Versuchsanordnung zur Messung der genauen Saitenfrequenzen arbeitete nach elektrodynamischem Prinzip. Die Schwingungen der Saite werden durch ein Kohlemikrophon abgenommen und verstärkt der zwischen den Polen eines Magneten schwingenden Saite zugeführt. Es können also magnetische und nichtmagnetische Saiten untersucht werden. Die Lageveränderung des Magneten läßt die Anregung verschiedener Obertöne zu. Die Frequenzbestimmung geschieht mittels Kathodenstrahloszillograph und einer Thyratronanordnung. Der gemessene Frequenzgang, bei dem der Einfluß der Nachgiebigkeit klein gehalten wird, dient zur Ermittlung einer Konstanten, die dann in der Gleichung für nachgiebige Saitenenden eingesetzt wird. Bei sehr kleinen, kaum sichtbaren Amplituden wird der Einfluß der Stegnachgiebigkeit untersucht. Für den Grundton und die Oktave werden Abbildungen gezeigt, die erkennen lassen, daß mit kürzer werdender Saite die Frequenzen höher als im Idealfall liegen. Die Werte befinden sich zwischen den beiden aus den Gleichungen gewonnenen Grenzfällen für starres und nachgiebiges Saitenende. Bei hörbarer Saitenschwingung seien folgende Beispielwerte angeführt: Teiltöne der idealen Saite: 176,8; 353,6; 530,4; 707,2. Gemessen wurde aber: 176,8; 356,0; 536,1; 716,0. Für die Praxis erscheinen diese Resultate besonders bedeutsam, weil dadurch die Richtigkeit des Einstimmens von Klavieren mit Hilfe der Obertonschwebungen bezweifelt werden müßte. LOTTERMOSER

S. S. STEVENS und R. Cl. JONES, **The Mechanism of Hearing by Electrical Stimulation.** J. Acous. Soc. Am. 10 (1939) S. 261.

Der elektrophonische Effekt besteht darin, daß eine tonfrequente Wechselspannung, die zwischen einer in den Gehörgang gefüllten Salzlösung und dem Handgelenk angelegt wird, vom Beobachter gehört wird. Normalerweise wird bei dem Versuch der Ton stark verzerrt gehört. Er wird nur dann rein, wenn neben dem Wechselstrom ein Gleichstrom durch den Körper geschickt wird. Bei Veränderung dieser Polarisationsspannung findet der Beobachter einen Minimalwert, wo der Grundton im Klange völlig verschwindet und vorwiegend die Oktave gehört wird. Diese Einstellung wurde bei 1000 Hz z. B. dann gefunden, wenn das Ohr 0,2 Volt positiv gegen den Arm war. Oberhalb von 5000 Hz hört der Beobachter den Grundton bei allen Gleichspannungen. Unter 300 Hz wurde überhaupt kein Ton gehört. Durch Einstellen eines bestimmten Gleichspannungswertes gelingt es, den Grundton weit stärker als den Oberton zu machen, so daß dann auch Sprech- und Musikströme in natürlicher Reinheit gehört werden können. Um eine Abschätzung der relativen Größe von Grund- und Oktavton in Abhängigkeit von der angelegten Gleichspannung zu bekommen, wurde die Lautstärke der ersten und zweiten Harmonischen durch die Schwe-

bungsmethode bestimmt. Zu dem elektrisch erregten Ton wurde auf dasselbe Ohr ein akustischer Ton benachbarter Frequenz gegeben, dessen Lautstärke solange variiert wurde, bis die Schwebungen zwischen beiden Tönen besonders deutlich waren. Dann ist die Lautstärke des akustischen Tons ein Maß für die des elektrisch erregten Tons. Versuche wurden bei 500 und 1000, 2000 und 4000 Hz gemacht. Es zeigt sich, daß die Lautstärke des Grundtons mit steigender Polarisationsspannung ansteigt, daß aber die des Oktavtons konstant bleibt. Diese Beobachtung ist dann erklärbar, wenn zwischen Erregerspannung und Gehör ein quadratisch arbeitendes Übertragungsglied angenommen wird, denn $(a+b\sin\omega t)^2=a^2+\frac{1}{2}b^2+2ab\sin\omega t+\frac{1}{2}b^2\cos 2\omega t$, wobei a die Amplitude des Gleichstroms und b die des Wechselstroms ist. Verf. nehmen an, daß das Trommelfell einen Kondensator mit der Gegenwand des Mittelohres bildet und durch Potentialdifferenzen zwischen beiden eine elektrostatische Anziehungskraft wirksam wird. Es wird so auch verständlich, daß ohne Gleichspannung die doppelte Frequenz der angelegten Wechselspannung gehört wird. Zur Messung der elektrophonischen Hörschwelle wird die Größe der Wechselspannung am Trommelfellkondensator zwischen Mund und Ohr gemessen. Für den Grundton liegt sie bei etwa 0,03 Volt, für die Oktave bei 0,2 Volt. Unter 300 und über 10000 Hz steigt sie stark an. Eine Abschätzung der absoluten Druckhörschwelle mit Hilfe der elektrophonischen wird aus den vereinfachten geometrischen Daten des Mittelohrs gewonnen. Dabei zeigt sich, daß die so ermittelte Hörschwelle um 30 db kleiner als die aus Gehörsmessungen bekannte ist. Diese Abweichung wird erklärt aus den oft 15 db großen Unterschieden bei verschiedenen Personen und den Annahmen der Berechnung. Die Versuche beweisen, daß der elektrophonische Effekt nicht, wie früher angenommen wurde, die Umkehrung des Mikrophoneffekts des Innenohrs ist. LOTTERMOSER

Akustisches Schrifttum
in Zeitschriften des Jahres 1938

Bearbeitet von **K. Patermann**

(Fortsetzung und Schluß)

18. Physiologische Akustik (Gehör); Medizinische Akustik

Zur Physik des Ohres. E. WAETZMANN. Z. Unterr. **51**. (1938), Nr. **2**, S. **35**—**39**.

The mechanism of hearing as revealed through experiments on the masking effect of thermal noise. H. FLETCHER. Nat. Acad. Sci., Proc. **24** (1938), Nr. 7, S. 265—274.

Die Klanganalyse im menschlichen Ohr vom Standpunkt verschiedener Hörtheorien. R. HILDEBRANDT. Funktechn. Mh. 1938, Nr. **12**, S. **361**—**363**.

Les phénomènes électriques de l'oreille interne et leur rôle dans les théories de l'audition. J. A. REBOUL. J. Phys. Radium (7) **9** (1938), Nr. **10**, S. 428—436.

Human reactions to noise. HORDER. Roy. Sanitary Inst., J. **68** (1938), S. **713**—**721**.

Simple demonstration of auditory perspective and acoustic regeneration. G. P. BREWINGTON. Amer. Physics Teacher **6** (1938), S. **214**—**215**.

Sur un effet physiologique concernant l'écoute dans le bruit. Y. ROCARD. Rev. Acoust. **7** (1938), Nr. 1—3, S. **37**—**38**.

Exploration of pressure field around the human head during speech. H. K. DUNN & D. W. FARNSWORTH. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. **1**, S. **83**.

Absorptionsmessungen am Trommelfell mit der Schusterschen Brücke. E. WAETZMANN. Akust. Z. **3** (1938), Nr. **1**, S. 1—6.

Über die Entstehung der Entfernungsempfindung beim Hören. G. v. BÉKÉSY. Akust. Z. **3** (1938), Nr. 1, S. **21**—**31**.

Schallempfindung, Schallreiz und Verzerrungen. F. C. SAIC. Funktechn. Vorwärts **8** (1938), Nr. **1**, S. **17**—**22**.

Zur Analogie optischer und akustischer Sinnesreize. TH. FISCHER. Forsch. u. Fortschr. **14** (1938), Nr. 2, S. **13**—**14**.

Distortion in the ear as shown by the electrical responses of the cochlea. E. G. WEVER & CH. W. BRAY. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. **3**, S. **227**.

Zur Messung von Absorptions- und Empfindlichkeitskurven des menschlichen Ohres. R. KURTZ. Akust. Z. **3** (1938), Nr. **2**, S. **74**—**79**.

Théorie des phénomènes mécaniques se passant dans l'oreille interne. J. A. REBOUL. J. Phys. Radium (7) **9** (1938), S. 185—194.

Hearing impairment and sound intensity. M. B. GARDNER. Bell Labor. Rec. **16** (1938), Nr. **7**, S. **224**—**228**.

Limits of audition for bone conduction. N. A. WATSON. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. **4**, S. **294**—**300**.

Lifting a finger against noise. W. B. SNOW. Bell Labor. Rec. **16** (1938), Nr. **12**, S. **418**—**420**.

Automatically regulated deaf aid. W. W. KENYON. Wireless Wld. **43** (1938), Nr. **2**, S. **28**—**29**.

The sense of hearing in fish. K. v. FRISCH. Nature, Lond. **141** (1938), Nr. **3557**, S. 8—11.

On the frequency of alternating current and the pitch of the tone during electrical stimulation on the auditory apparatus. A. ARAPOVA & G. GERSUNI. Techn. Phys. USSR **5** (1938), Nr. **6**, S. **447**—**462**.

Standard requirements for audiometers. W. F. SNYDER. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. **1**, S. **85**—**86**.

The nature of fatigue in the auditory sytem. R. C. PARKER. Proc. phys. Soc., Lond. **50** (1938), S. 108 bis 118.

Directivity of sound source by impulsive waves. S. CHIBA & S. MORITA. Electrotechn. J., Tokyo **2** (1938), Nr. **7** u. **11**, S. **171**, **268**.

Loudness, masking and their relation to the hearing process and the problem of noise measurement. H. FLETCHER. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 4, S. 275—293.

On the binaural effect in broadcasting and sound films. M. Z. Vysotski & V. N. Konoplev. J. techn. Physics **8** (1938), S. 399—407.

On the phase and magnitude of subjective tones. D. Lewis. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 274.

19. Sprache

Zur Klanganalyse der offenen und geschlossenen Vokale. O. Vierling u. F. Sennheiser. Arch. Sprach- u. Stimmheilkde **2** (1938), Nr. 1, S. 47—48.

Vowel vibrations and vowel production. E. W. Scripture. Nature, Lond. **142** (1938), Nr. 3596, S. 619.

The harmonic structure of vowels in singing in relation to pitch and intensity. B. Stout. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 2, S. 137—146.

Untersuchungen zur Kenntnis der Registerbruchstellen beim Gesang. 1. Mitt. Stimmklangstörungen bei künstlicher Verlängerung des Ansatzrohres. S.-B. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. 1938, Nr. 1, S. 15—22.

An analysis of perceptible overtones in the voice. Don Lewis & W. H. Lichte. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 1, S. 83.

Über die Hörbarkeit von Frequenzbandänderungen bei der Übertragung von Sprache. E. Schäfer. Elektr. Nachr.-Techn. **15** (1938), Nr. 8, S. 237—240. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. **8** (1938), Nr. 3, S. 475—478.

Characteristic time intervals in telephonic conversation. A. C. Norweni & O. J. Murphy. Bell Syst. techn. J. **17** (1938), Nr. 2, S. 281—291. Ann. Post. Télégr. Téléph. **27** (1938), Nr. 11, S. 954—967.

Die Melodie der Sprache. Wissen u. Fortschr. **12** (1938), Nr. 12, S. 978—979.

Synthèse de la parole. H. Dudley. Ann. Post. Télégr. Téléph. **27** (1938), Nr. 2, S. 136—142.

Über den Begriff des Lautes. A. Schmitt. Arch. vgl. Phonetik **2** (1938), Nr. 2, S. 65—77, Nr. 3, S. 161—176.

Der Ton in den Sprachen des zentralen Sudan und seiner Nachbargebiete. J. Lukas. Arch. vgl. Phonetik **2** (1938), Nr. 2, S. 96—107.

Über die Beziehungen der Phonetik zur Sprachwissenschaft. L. Hjelmsler. Arch. vgl. Phonetik **2** (1938), Nr. 3, S. 129—134, Nr. 4, S. 211—221.

Zum Melodieverlauf neuhochdeutscher Laute. A. Maack. Arch. vgl. Phonetik **2** (1938), Nr. 3, S. 145 bis 155.

Über das Wesen der Sprachelemente. J. Forchhammer. Arch. vgl. Phonetik **2** (1938), Nr. 3, S. 182—192, Nr. 4, S. 193—194.

Die Bedeutung der Vokale. H. Junker. Arch. vgl. Phonetik **2** (1938), Nr. 4, S. 223—248.

The physiologie of pitch change in the singing voice. R. Curry. Arch. Sprach- u. Stimmheilkde **2** (1938), Nr. 1, S. 1—11.

Physiologische und musikalische Untersuchungen über die Singstimme der Kinder. F. J. Hell. Arch. Sprach- u. Stimmheilkde **2** (1938), Nr. 2, S. 65—102.

Die eunuchoide Stimme und ihre hormonale Behandlung, H. Schicker. Arch. Sprach- u. Stimmheilkde **2** (1938) Nr. 3, S. 161—175.

Stimmphysiologische Untersuchungen an einem Kehlkopfmodell. E. Müller. Arch. Sprach- u. Stimmphysiol. **2** (1938), Nr. 4, S. 197—214.

Stimmstörungen infolge im Kehlkopfspiegel sichtbarer Asymmetrien der Stimmlippen. H. Reker. Arch. Sprach- u. Stimmphysiol. **2** (1938), Nr. 4, S. 215—226.

Resonant frequencies and damping constants of vocal resonators. D. Lewis & C. Tuthill. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 273—274.

High speed motion pictures of the vocal cords. W. Herriott & D. W. Farnsworth. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 274.

Zur Klanganalyse der offenen und geschlossenen Vokale. O. Vierling u. F. Sennheiser. Arch. ges. Phonetik **2** (1938), Nr. 1, S. 47.

20. Musikalische Akustik

Über die Schallgefäße der griechischen Tragödie und der christlichen Kirchen. P. Thielscher. Akust. Z. **3** (1938), Nr. 2, S. 85—92.

The frequency ratios of the tempered scale. C. Williamson. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 2, S. 135—136.

Eigenfrequenzen inhomogener Saiten. A. Erdelyi. Z. angew. Math. Mech. **18** (1938), Nr. 3, S. 177—185

Motion of loaded vibrating string. D. N. Sen & R. Kumar. Calcutta Math. Soc., Bull. **30** (1938), S. 1—4.

The departure of the overtones of a vibrating string from a true harmonic series. R. S. Shankland. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 1, S. 87.

On the problem of stroke excitation of a piano string. N. Jakoolev. J. techn. Physics **8** (1938), S. 271 bis 274.

Jets musically inclined. E. B. Brown. Sci. Progress **33** (1938), S. 29—51.

Klangübergänge bei der Orgel. F. Trendelenburg, E. Thienhaus u. E. Franz. Akust. Z. **3** (1938), Nr. 1, S. 7—20.

Organ pipes and edge tones. G. B. Brown. Nature, Lond. **142** (1938), Nr. 3557, S. 11—13.

Der Einfluß des Materials von Orgelmetallpfeifen auf ihre Tongebung. W. Lottermoser. Akust. Z. **3** (1938), Nr. 1, S. 63—64.

Acoustic spectra of organ pipes. C. P. Boner. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 1, S. 32—40.

Tone-quality of organ pipes. M. Mokhtar. Univ. Durham Phil. Soc., Proc. **9** (1938), S. 352—355.

A study of the tuning of pianos. O. L. Railsback. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 1, S. 86.

Scale temperament as applied to piano tuning. O. L. Railsback. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 274.

Notes on the sherry of the elastic pianoforte hammer. M. M. Ghosh. Sci. et Culture **4** (1938), Nr. 4, S. 252 —253.

Dynamics of the pianoforte string and the hammer. I. Hard hammer. M. Ghosh. Indian J. Physics **21** (1938), Part 5, S. 317—330.

Physikalische Untersuchungen an Streichinstrumenten. H. Backhaus. Forsch. u. Fortschr. **14** (1938), Nr. 28, S. 317—318.

Zur schalltechnischen Prüfung der klanglichen Qualität der Geigen. H. Meinel. Z. techn. Phys. **19** (1938), Nr. 10, S. 297—307.

Acoustical properties of the violon. F. A. Saunders. Science, New York **88** (1938), S. 10.

Über einige neuere physikalische Untersuchungen an Geigen. H. Meinel. Forsch. u. Fortschr. **14** (1938), Nr. 14, S. 161—162.

Akustische Eigenschaften klanglich hervorragender Geigen. H. Meinel. Z. techn. Phys. **19** (1938), Nr. 11, S. 421—425.

The violon. Paul Jarnak. J. Franklin Inst. **225** (1938), Nr. 3, S. 315—341.

Über die singende Säge. H. Teichmann. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **19** (1938), Nr. 1, S. 7—8.

Theory of the clarinet. R. N. Ghosh. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 235—264.

Musical instruments of Madagascar. C. Sachs. Inst. d'Ethnologie, Travaux et Mémoires No. 28, 1938.

Theory of indian musical drums. I. K. N. Rao. Indian Acad. Sci., Proc. **7** A (1938), Nr. 2, S. 75—84.

The sound of bells. J. Arts. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 4, S. 344—347.

Die Messung der Tonhöhe des Stimmtones a' bei Rundfunkmusikdarbietungen. W. Lottermoser. Akust. Z. **3** (1938), Nr. 1, S. 60—61.

21. Elektrische Musik

La musique électrique. Hemardinquer. Haut-Parleur **14** (1938), Nr. 654, S. 119, Nr. 655, S. 135.

A new principle in electronic music. The „Electrone" piano. Radio News **19** (1938), Nr. 9, S. 515.

Electronic music instruments. Communic. **18** (1938), Nr. 2, S. 33—35.

Eine neue elektrische Orgel. O. Vierling. Dtsch. Musikkultur **3** (1938), Nr. 1, S. 3.

Die Hammond-Orgel. Elektrotechn. u. Masch.-Bau **56** (1938), Nr. 10, S. 128.

22. Piezoelektrische Kristalle

Crystals. H. B. Dent. Wireless Wld. **43** (1938), Nr. 15, S. 329—330.

Histoire et applications de la piézoélectricité. M. Tournier. Ann. Post. Télégr. Téléph. **27** (1938), Nr. 9, S. 751—785.

Wesen und Anwendung der Piezoelektrizität. E. C. Metschl. Elektrotechn. Z. **59** (1938), Nr. 31, S. 819 bis 825.

The velocity of sound in single crystals of bismuth. A. B. Focke, R. B. Lindsay & C. R. Wilks. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 4, S. 348—351.

New characteristics of pentode quartz oscillator. Electrotechn. J., Tokyo **2** (1938), Nr. 1, S. 22—23.

Ultrashort-wave quartz crystal oscillator. Electrotechn. J., Tokyo **2** (1938), Nr. 1, S. 21.

A crystal oscillator and frequency multiplier. K. Jowers & M. Harvey. Television, Lond. **11** (1938), Nr. 122, S. 235—236.

Über die Mehrwelligkeit dünner piezoelektrisch erregter Quarzscheiben. R. Schiffenmüller. Z. techn. Phys. **19** (1938), Nr. 11, S. 469—475.

Comments on „The National Physical Laboratory's notation for piezoelectric quartz". J. Koga. Electrotechn. J., Tokyo **2** (1938), Nr. 12, S. 287—289.

Sur la variété des états vibratioires d'un cylindre creux de quartz. Ny Tci-Zé & Chung Ming-San. J. Phys.. Radium (7) **9** (1938), S. 52—56.

Quartz oscillator using 3 rd-harmonic thickness vibration S. Uda, M. Ishida, S. Honda & H. Watanabe. Electrotechn. J., Tokyo **2** (1938), Nr. 3, S. 71.

Les divers modes de vibration du quartz piézoélectrique. J. Benoit. Onde électr. **17** (1938), Nr. 193, S. 22—36.

Sur la vitesse de propagation des ondes élastiques dans les cristaux pézoélectriques. E. Baumgardt. C. R. Acad. Sci., Paris **206** (1938), Nr. 25, S. 1887—1890.

Acoustical detection of electrically weak vibrations in quartz plates. W. H. Pielemeier. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 212—216.

Radial and torsional vibrations of annular quartz plates. A. Zaceck & V. Petrzilka. Phil. Mag. **25** (1938), S. 164—175.

The splitting-up of the Rayleigh line and the acoustic spectrum of crystals. E. Gross. C. R. (Doklady) Acad. Sci. USSR **18** (1938), Nr. 2, S. 93—94.

Über Schaltungen für piezoelektrische Quarzoszillatoren und -resonatoren zur Frequenzstabilisierung und als Selektionsmittel. R. Bechmann. Telefunken-Hausmitt. **1938**, Nr. 78, S. 60—69.

Crystal control for ultrashort waves. S. Uda, M. Ishida, S. Honda & H. Watanabe. Electrotechn. J., Tokyo **2** (1938), Nr. 2, S. 46.

Über piezoelektrische Kristallelemente für elektroakustische Zwecke. P. Beerwald u. H. Keller. Funktechn. Mh. **1938**, Nr. 11, S. 345—348.

Frequency characteristics of piezo-electric oscillators. J. E. Anderson. Electronics, N. Y. **11** (1938), Nr. 8, S. 22—24.

Dämpfung piezoelektrischer Schwingungen. W. Bosshard & G. Busch. Z. Phys. **108** (1938), Nr. 3/4, S. 195 bis 199.

The crevasse phenomenon in piezoelectric quartz and its application in physical measurements. J. C. Hubbard. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 1, S. 87—88.

Microphones et pick-up piézoelectriques. Sci. et Vie **51** (1938), Nr. 255, S. 246—247.

Das piezoelektrische Verhalten von Kristallen mit besonderer Berücksichtigung des Seignettesalzes. W. Ernsthausen. Telefunken-Hausmitt. **1938**, Nr. 79, S. 72—77.

Über Rochellesalz-Kristalle, der Kristallbieger und seine Temperaturunabhängigkeit. Welle u. Schall 1938, Nr. 94, S. 2.

The atomic vibrations of a Zn-Cu alloy. R. A. Howard. Phys. Rev. **53** (1938), Nr. 12, S. 966—971.

23. Ultraschall

Der Ultraschall und seine Bedeutung in Wissenschaft und Technik. L. Bergmann. Z. ges. Naturwiss. 1938, Nr. 2, S. 53—68.

Ultraschall in Forschung und Technik. E. Hiedemann. Rdsch. dtsch. Techn. **1938**, Nr. 31, S. 4.

Supersonics. Faraday House J. **18** (1938), Nr. 1, S. 13 bis 14.

Application of supersonic waves. Metallurgist 1938, S. 177—179.

Neuere Probleme des Ultraschalls. O. Stierstadt. Schalltechn. **10** (1938), Nr. 1, S. 8—9.

Recent progress in supersonics. W. T. Richards. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 273. J. appl. phys. **9** (1938), Nr. 5, S. 298—306.

Ultrasonics and supersonics. H. Schecter. Electronics, N. Y. **11** (1938), Nr. 1, S. 34.

Gli ultrasuoni e la metallurgia. P. Rossi. Metallurg. ital. **30** (1938), S. 441—448.

Physikalisch-chemische Wirkungen von Ultraschallwellen. F. HIEDEMANN. Arch. Eisenhüttenw. **12** (1938), Nr. 4, S. 185—193.

Diffraction of light by supersonic waves. K. N. RAO. Indian Acad. Sci., Proc. **8** A (1938), Nr. 1, S. 6—7, Nr. 2, S. 124—134. N. S. N. NATH. Proc. Cambridge philos. Soc. **34**, Part 2 (1938), S. 213—223.

Diffraction of light by superposed supersonic waves. M. A. G. RAU. Ind. Acad. Sci., Proc. **8** A (1938), S. 6—7.

Determination of elasto-optical constants with supersonic waves. H. MÜLLER. Z. Kristallogr. **99** (1938), Nr. 2, S. 122—141.

Total reflection of supersonic waves. S. J. KRETSCHMER & S. N. RSCHEVKIN. C. R. (Doklady) Acad. Sci., USSR **20** (1938), Nr. 1, S. 17—20.

Sichtbarmachung von Ultraschallwellen und Ultraschallstrahlen. E. HIEDEMANN. Umschau **38** (1938), S. 859—863.

An investigation of complicated supersonic fields by the optical method with a point light source. J. SOKOLOV. Techn. Phys. USSR **5** (1938), S. 217—228. J. techn. Physics **8** (1938), S. 408—409 (russ.).

Über gleichzeitige Raman-Beugung an mehreren Ultraschallwellen. L. BERGMANN u. E. FUES. Z. Phys. **109** (1938), Nr. 1/2, S. 1—13.

Apparatus for acoustic research on the supersonic frequency range. A. NOYES & G. W. PIERCE. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 205—211.

The absorption of supersonics in smokes. T. J. LAIDLER & E. G. RICHARDSON. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 217—223.

Schallwellen als Mittel zur Rauchbeseitigung. Arch. Wärmew. **1938**, Nr. 3, S. 74.

An improved magnetostriction oscillator. G. W. PIERCE & A. NOYES. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 185—192.

The propagation of supersonics in capillary tubes. J. MAY. Proc. phys. Soc., Lond. **50** (1938), Nr. 4, S. 553—560.

Über die Bestimmung der elastischen Konstanten isotroper fester Körper mit Hilfe von Ultraschallwellen. A. WALTI. Helv. phys. Acta **11** (1938), Nr. 2, S. 113—139.

Sur la transparence aux ultrasons des plaques solides. E. BAUMGARDT. C. R. Acad. Sci., Paris **206** (1938), Nr. 18, S. 1284—1286.

Über die Theorie des Durchgangs von Ultraschall durch dünne Platten. R. BAER, F. LEVI & N. S. N. NATH. Helv. phys. Acta **11** (1938), Nr. 4, S. 358.

Über einfache Spezialfälle beim Durchgang von Ultraschallwellen durch dünne Platten. R. BAER. Helv. phys. Acta **11** (1938), Nr. 5, S. 397—407.

Zur Theorie des Durchgangs von Ultraschallwellen durch eine feste Platte. F. LEVI u. N. S. NAGENDRA NATH. Helv. phys. Acta **11** (1938), Nr. 5, S. 408—431.

The diffraction of light by supersonic waves in solids. N. S. N. NATH. Camb. Phil. Soc., Proc. **34**, Part 2 (1938), S. 213—223.

The determination of the absorption of ultrasonic vibrations in solid and liquid media. N. F. OTPUSHTSHENNIKOV. Phys. Z. Sowjet. **12**, Nr. 6, S. 736—744.

The diffraction of light by supersonic waves in liquids. N. S. NAGENDRA-NATH. Camb. Phil. Soc., Proc. **34** (1938), S. 213—223.

Notes on the dispersion of solids in liquids by ultrasonic waves. E. SÖLLNER. Trans. Faraday Soc. **34** (1938), S. 1170—1174.

Absorption of ultrasonic waves by organic liquids. S. PARTHASARATHY. Current Sci. **6** (1938), Nr. 10, S. 501—502.

Dispersion of supersonic waves in liquids. B. G. SPAKOVSKIJ. C. R. (Doklady) Acad. Sci., USSR **18** (1938), S. 169—175.

An ultrasonic source of improved design: optical studies of ultrasonic waves in liquids. F. E. FOX & G. D. ROCK. Rev. sci. Instrum. **9** (1938), Nr. 11, S. 341 bis 345.

Über Versuche zum Nachweis einer Ultraschalldisperion in Flüssigkeiten. R. BAER. Helv. phys. Acta **11** (1938), Nr. 6, S. 472—475.

Staubfiguren stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten. M. v. ARDENNE. Funktechn. Mh. 1938, Nr. 8, S. 248.

The effect of containing tubes on ultrasonic velocities in benzene. W. H. HULSWITT. J. Acous. Soc. Am. **9** (1938), Nr. 3, S. 224—226.

Bemerkungen zu den von Ultraschallwellen hervorgerufenen Potentialdifferenzen in Lösungen. A. J. RUTGERS. Physica, Haag **5** (1938), Nr. 1, S. 46.

Über die Dispersion des Ultraschalls in Flüssigkeiten A. K. DUTTA. Phys. Z. **39** (1938), Nr. 5, S. 186—187.

Absorption von Ultraschall in Flüssigkeiten nach einer optischen Meßmethode. H. GROBE. Phys. Z. **39** (1938), Nr. 8, S. 333—338.

Eine Präzisionsmethode hoher Absolutgenauigkeit zur Bestimmung der Ultraschallgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten. N. SEIFEN. Phys. Z. **39** (1938), Nr. 11/12, S. 681—697.

Über die Einwirkung von Ultraschallwellen auf Lösungen hochpolymerer Substanzen. E. THIEME. Phys. Z. **39** (1938), Nr. 9, S. 384—390.

Etude de la propagation des ultrasons dans les liquides sous pression. P. BIQUARD. C. R. Acad. Sci., Paris **206** (1938), Nr. 12, S. 897—899.

Absorption of supersonic waves in electrolytes. P. BAZULIN. C. R. (Doklady) Acad. Sci., USSR **19** (1938), Nr. 3, S. 153—156.

The effect of ultra-sounds on supercooled water. J. SOKOLOV. Techn. Phys. USSR **5** (1938), Nr. 8, S. 619 bis 621.

Acoustic absorption and reflection coefficients in gases by supersonic interferometry. R. S. ALLEMAN. J. Acous. Soc. Am. **10** (1938), Nr. 1, S. 88.

Effect of ultrasonic vibrations on the discharge potential of hydrogen. R. PIONTELLI. Accad. Lincei, Atti **27** (1938), S. 357—363.

Ultrasonic reflection losses in air, helium and CO_2. R. S. ALLEMAN & J. C. HUBBARD. Phys. Rev. **54** (1938), Nr. 4, S. 313.

Mémoire sur le son et l'ultra-son dans un gaz visqueux. S. DE BACKER. Acad. roy. belg., Cl. Sci. Mem. Coll. **17** (1938), Fasc. 6, S. 1—44.

The propagation of supersonics in capillary tubes. J. MAY. Proc. phys. Soc., Lond. **50** (1938), S. 540 bis 552.

Charged colloid particles in an ultrasonic field. J. J. HERMANS. Phil. Mag. **25** (1938), Nr. 168, S. 426—438.

The influence of ultrasonic waves on the viscosity of

colloidal solutions. H. FREUNDLICH u. D. W. GILLINGS. Trans. Faraday Soc. **34** (1938), Nr. 5, S. 649 bis 660.

Supersonics in relation to molecular constitution. E. G. RICHARDSON. S.-A. Rap. Progress in Phys. **4** (1938), S. 67—75.

A molecular rearrangement induced by ultrasonic waves. C. W. PORTER & L. YOUNG. Amer. Chem. Soc., J. **60** (1938), S. 1497—1501.

Gli ultrasuoni et la loro applicazione nella tecnica della televisione. G. GALLARATI. Televisione, Roma **1** (1938), Nr. 4, S. 192—197.

Industrial applications of supersonic vibrations. H. FREUNDLICH. Ind. Chemie **14** (1938), S. 35.

Centrifugeuse ultrasonore. P. GIRARD & N. MARINESCO. C. R. Acad. Sci., Paris **206** (1938), Nr. 26, S. 2000 bis 2002.

Die Überschallanalage des Aerodynamischen Instituts der Technischen Hochschule Aachen. C. WIESELSBERGER. Z. VDI **82** (1938), Nr. 42, S. 1230.

Über einfache Werkstoffprüfungen mit magnetostriktiven Ultraschallgeräten. E. MEYER u. G. BUCHMANN. Akust. Z. **3** (1938), Nr. 3, S. 132—136.

An investigation of complicated supersonic fields by the optical method with a point light source. J. SOKOLOV. Techn. Phys. USSR **5** (1938), Nr. 3, S. 217 bis 220.

Ultraschallwellen als optischer Verschluß. O. MAERCKS. Z. Phys. **109** (1938), Nr. 9/10, S. 598—605.

Biological effects of ultra-sound waves. Nature, Lond. **141** (1938 Nr. 3581, S. 1094.

Über Ultraschallwellen, die beim Panzerplattenbeschuß auftreten. E. MAIER. Beitr. Ballist. u. techn. Phys. 1938, S. 168—171.

Die Verwendung von Ultraschallwellen für Fernsehzwecke. Elektrotechn. Z. **59** (1938), Nr. 31, S. 832 bis 833.

Alcuni esperimenti di ottica degli ultrasuoni. A. GIACOMINI. Alta Frequ. **7** (1938), Nr. 10, S. 660—674.

More experiments in supersonic-wave light modulation. J. H. JEFFREE. Television, Lond. **11** (1938), Nr. 128, S. 595—597.

Supersonic satellites. S. K. K. JATKAR. Electrotechnics, Bangalore 1938, Nr. 11, S. 84—86.

Circuits details for a small supersonic oscillator of the piezoelectric type. W. C. BOSCH & W. G. ALLEE. Amer. Physics Teacher **6** (1938), S. 272—273.

The ultrasonic radiation field of a quartz disk radiating into liquid media. F. E. FOX & G. D. ROCK. Phys. Rev. **54** (1938), Nr. 3, S. 223—228.

Werkstoffprüfung mittels Ultraschalls. H. K. MÜLLER. Elektr. Bahnen **14** (1938), S. 205—207.

Vibrations ultrasonores. A. D. FOKKER. Arch. Musée Teyler **8** (1938), S. 407—462.

Bericht über Breslauer theoretische Arbeiten zu Ultraschallschwingungen fester Körper und zur Lichtbeugung an ihnen. E. FUES. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **19** (1938), Nr. 2, S. 89.

L'état actuél des recherches sur les ultrasons. E. BAUMGARDT. Rev. Acoust. **7** (1938), Nr. 1—3, S. 39—72.

Akustik
in Büchern des Jahres 1938

ANDERSON, W. B. Sound, electricity and magnetism — light. (Physics for technical students.) 3rd ed. 796 S. 534 Abb. McGraw-Hill Publ. Comp., London 1938. 15 s.

ARTHUR, J. Cours de physique. Tome III: Mouvements vibratoires. 176 S. Libr. Eyrolles, Paris 1938. 25 fr.

BEHRENS, H. Versuche über die Hörbarkeit von einfachen und modulierten Tönen unter Berücksichtigung des Persönlichkeitstypus. (Untersuchungen zur Psychologie, Philosophie und Pädagogik, Neue Folge, Bd. 13, Heft 4.) 41 S. Akad. Buchh. Calvör, Göttingen 1938. 2,50 RM.

BENTELE, MAX. Schalldämpfer für Rohrleitungen. 47 S. 29 Abb. VDI-Verlag, Berlin 1938. Veröff. a. d. Inst. f. Techn. Phys. der TH Stuttgart. 3,50 RM.

BERGMANN, LUDWIG. Ultrasonics and their scientific and technical applications. G. Bell & Sons, London. 16 S. Translated by Stafford Hatfield.

BLAKE, ERNEST B. Damp walls: a handbook on the various causes of dampness in housewalls and the best methods for architects, builders, surveyors and property owners in dealing with this troublesome defect. 2 nd ed. 288 S. The technical Press, London 1938. 7s 6d.

BÜRCK, W. Akustische Rückkopplung und Rückwirkung. 55 S. 37 Abb. Konrad Triltsch Verlag, Würzburg 1938. 2,50 RM.

BYLUND, R. J. Schwingungen bei glatten Stäben und Wellen. Ingeniörs-vetenskapsakademiens Handlinger Nr. 148. 196 S. 33 Abb. Generalstabens Litografiska Anstalts Förlag, Stockholm 1938. 12 Kronen.

COLBY, M. Y. Sound waves and acoustics. 356 S. 109 Abb. Henry Holt & Sons, New York 1938. 2,80 $.

DASSETTO, GUIDO. Vibrazioni dei conduttori e mezzi per eliminare. Associazione Elettrotecnica Italiana. 7 $.

DUNGEN, F. H. VAN DEN. Acoustique des salles. 118 S. Gauthier-Villars et Cie, Paris 1938. 25 fr.

EISENSON, JOHN. The pysochology of speech. 280 S. G. G. Harrap & Co., Ltd., London 1938. 7s 6d.

FIEDLER, H. Untersuchungen über die Genauigkeit der durch Schallmessungen aufgeklärten taktischen Ziele. Wichmann, Berlin 1938. 24 S. (Allgem. Vermessungsnachr. 1938, Nr. 4—6.)

FOORT, REGINALD. The BBC theatre organ. Published by BBC. 16 $.

FRANK, J., u. J. SCHÜLLER. Schwingungen in den Zuleitungs- und Ableitungskanälen von Wasserkraftanlagen. 200 S. 151 Abb. J. SPRINGER, Berlin 1938. 27,—/28,80 RM.

FREYTAG, H. Raumexplosionen durch statische Elektrizität. 1938. 115 S. 3,60 RM.

GAVRONSKY, V., T. KAHAN & M. BLUMENTHAL. La maison insonore. 119 S. Dunod, Paris 1938. 38 fr.

GREENLESS, A. E. The amplification and distribution of sound. 254 S. Chapman & Hall, London 1938. 10s 6d.

HAYES, J. S., and H. J. GARDNER. Both sides of the microphone. J. H. Lippincott Comp., Philadephia and New York 1938. 180 S. 1,25 $.

Hémardinquer, P. La pratique acoustique et électroacoustique. Tome I. Principes généraux d'acoustique pratique, acoustique architecturale, lutte contra le bruit, isolement phonique. 280 S. 110 Abb. Libr. L'Enseignement technique, Paris. 75 fr.

Hiedemann, E. Physikalisch-chemische Wirkungen von Ultraschallwellen. 1938. 9 S. 1,08 RM.

Hofmann, A. Cl. Deine Stimme auf der Platte. Das Schallplatten-Aufnahme-Praktikum. 64 S. 62 Abb. Dt.-Technischer Buchverlag, Berlin 1938. 1,65 RM.

Jeans, Sir James. Science and music. McMillan Comp., New York 1938. 258 S. 64 Abb. 2,75 $.

Jeans, Sir James. Die Musik und ihre physikalischen Grundlagen. Übersetzt nach „Science and Music" durch Gustav Kilpper. Dtsch. Verlags-Anstalt, Stuttgart-Berlin 1938. 279 S. 6,75 RM.

Kappelmayer, Otto. Mikrophone. 143 S. 103 Abb. Schneider, Berlin-Tempelhof 1938. 3,—/4,20 RM.

Kayer, H. Vom Klang der Welt. Max Riehaus Verlag, Zürich u. Leipzig 1938. 180 S. 16 Abb. 2,40/3,— RM.

Kruse, Fritz. Zur Werkstückprüfung mittels Ultraschall. Dissertation Hannover 1937 (1938). 31 S.

Lewis, Bernard, & Günther von Elbe. Combustion, flames and explosions of gases. 415 S. 79 Abb. Cambridge University Press, Lond. Macmillan Comp., New York 1938. 5,50 $.

Lloyd, LL. S. Decibels and phons. A musical analogy. 20 S. University Press, London 1938. 1 s 6 d.

Michel, E. Akustik und Schallschutz im Hochbau. 157 S. 69 Abb. W. de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1938. 1,62 RM.

Millet, l'Abbe. Etude expérimentale de la formation des voyelles. (Actualités scientifiques et industrielles, 690.) 70 S. Hermann & Cie., Paris 1938. 12 fr.

Panconcelli-Calzia, G. Phonetik und Kultur. Hansischer Gildenverlag, Hamburg 1938. 5,— RM.

Patry, M. Verbrennungen und Detonationen von festen Sprengstoffen. Übertragen von W. Domöhl. 1938. 184 S. 4,— RM.

Philipps, G. Die Verschmelzung von modulierten Tönen und ihre Beziehung zum Persönlichkeitstypus. 60 S. Akadem. Buchh. Calvör, Göttingen 1938.

Rickmann, E., u. H. Heyda. Elektroakustisches Taschenbuch. 1. Aufl. 1937. Georg Neumann & Co., Berlin. 248 S.

Rytov, S. Acoustique théorique et pratique exposés publiés sous la direction de Léon Brillouin. 1: Diffraction de la lumière par les ultra-sons (Actualités scientifiques et industrielles, 613). 51 S. Hermann & Cie., Paris 1938. 15 fr.

Sänger, Raimond. Artilleristische Schallmessung. Teil I. Schallausbreitung in der Atmosphäre und Auswerteverfahren. Böniger, Zürich 1938. 64 S.

Scheibe, A. Piezoelektrizität des Quarzes. 233 S. 175 Abb. Dresden u. Leipzig, Theodor Steinkopff 1938. 21,— RM.

Schoch, Arnold. Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen. 119 S. 87 Abb. S. Hirzel, Leipzig 1938. 5,—/6,20 RM.

Schwandt, E. Schallplatten-Bastelbuch. Selbstaufnahme und Widergabe-Praktikum. 144 S. 62 Abb. Hachmeister & Thal, Leipzig 1938. 1,40 RM.

Seashore, Carl E. The psychology of music. 408 S. McGraw Hill Book Comp., New York 1938. 4 $.

Sotiroff, Konstantin. Untersuchungen von Erschütterungsdämmstoffen. Dissertation. Charlottenburg 1937. 40 S.

Starr, A. T. Electric circuits and wave filters. 2nd ed. 476 S. Pitman & Sons, London 1938. 21 s.

Stevens, S. Smith, & Hallowell Davis. Hearing, its psychology and physiology. 489 S. 167 Abb. J. Wiley & Sons, Inc. New York 1938. 4,50 $.

Timoshenki, S. Vibration problems in engineering. 470 S. 229 Abb. Constable & Co., London. 24 s.

Vox, Wilhelm. Der Spalt- und Filmfrequenzgang bei der Tonfilmaufnahme und -widergabe. Dissertation Berlin 1938.

Zeller, C. Lärmabwehr und Raumakustik. Bearb. f. d. Fachausschuß für Lärmminderung des VDI. Literaturzusammenstellungen a. d. Geb. d. techn. Mechanik und Akustik. 6. Heft. VDI-Verlag, Berlin 1938. 22 S. 3,20 RM.

Motion picture sound engineering. A symposium of papers on studio sound recording and theater sound reproducing equipment and practice. Research council of the Academy of Motion Picture Arts and Sciences. 534 S. D. van Nostrand Co., New York 1938. 4 $.

Richtlinien für die Lärmabwehr in der Lüftungstechnik. Herausgeber: VDI, Berlin 1938. VDI-Verlag, Berlin 1938. 14 S. 1,50 RM.

Standards on electroacoustics, 1938. 37 S. The Institute of Radio Engineers, Inc., New York 1938. 0,50 $.

Nachtrag von Büchern über Akustik aus dem Jahre 1937

Cameron, James R. Servicing sound equipment Cameron Publishing Co., Woodmont, Conn. 1937. 367 S.

Fritzsche, Gerhard Hermann. Untersuchungen über die von Maschinen, Fahrzeugen und Wind hervorgerufenen Boden- und Winderschütterungen nach Registrierungen eines Benioff-Vertikal-Seismographen. Dissertation. Borna-Leipzig 1937. 84 S.

Kimmel, Hermann. Echo- und rückkopplungsgesperrte Gegenverkehrverbindungen mit Verstärkern. Eine Einteilung dieser Anordnungen und eine neuartige Rückkopplungssperrung. Dissertation München 1937. 44 S.

Makowski, Witold Heinrich. Die Gestaltung von Räumen nach akustischen Gesichtspunkten. Geschichtliche Entwicklung und moderne Bestrebungen in der Architektur. Dissertation. Berlin 1937. 76 S.

Sotiroff, K. Untersuchung von Erschütterungsdämmstoffen. Dissertation. Berlin 1937.